QUANTITATIVE SCHLIERENDIAGNOSE AN DYNAMISCHEN Z-PINCHEN

von

Werner Hartmann

aus Ansbach

Diss
Erlangen
1986

1986 № 114

QUANTITATIVE SCHLIERENDIAGNOSE AN DYNAMISCHEN Z-PINCHEN

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Werner Hartmann
aus Ansbach

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung	:	7.2.1986
Vorsitzender der Prüfungskommission	:	Professor Dr. K. Brodersen
Erstberichterstatter	:	Professor Dr. J. Christiansen
Zweitberichterstatter	:	Professor Dr. W. Kreische

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1) Einleitung 4

1.1. Historische Entwicklung der Z-Pinch-Experimente

1.2. Bestimmung von Elektronendichten und -gradienten in Plasmen 6

1.2.1. Emissionsspektroskopie 6

1.2.2. Thomsonstreuung 7

1.2.3. Interferometrie 8

1.2.4. Schlierenfotografie 9

2) Dynamik schneller Z-Pinche 11

2.1. Ausbildung eines stromführenden Hohlzylinders 12

2.2. Der "magnetische Stempel" 13

2.3. Stoßwellen 15

2.4. Physikalische Beschreibung von Z-Pinchen 17

2.4.1. Das Schneepflug-Modell 17

2.4.2. Das 'Slug'-Modell 19

2.4.3. Simulationsrechnungen 23

2.5. Instabilitäten 24

3) Schlierenfotografie 26

3.1. Das Prinzip der Schlierenfotografie 26

3.2. Der Zusammenhang zwischen Brechungswinkel und Elektronendichtegradienten 27

3.3. Eigenschaften des optischen Aufbaus in der Schlierendiagnose 28

3.4. Quantitative Interpretation schlierenoptischer Messungen 30

3.5. Die Lichtquelle des Schlierendiagnosesystems: Der Stickstofflaser 34

3.5.1. Prinzip des Stickstoffsuperstrahlungslasers 34

3.5.2. Experimenteller Aufbau des Lasers 36

3.5.2.1. Entladekreis und Laserkopf 37

3.5.2.2. Der Pseudofunkenschalter 38

3.5.2.3. Die Ansteuerelektronik des Schalters 40

3.5.3. Experimentelle Daten des Lasersystems 41

3.5.3.1. Delay und Jitter des Lasers 41
3.5.3.2. Strahlquerschnitt und -homogenität 45

4) Zeitaufgelöste Messung des Plasmaeigenleuchtens 48

4.1. Schmierbild- (Streak-) Verfahren 48
4.2. Quantitative Interpretation von Streakaufnahmen 48
4.3. Bestimmung des Pinchzeitpunktes 49

5) Experimenteller Aufbau 50

5.1. Das Z-Pinch-Experiment 50
5.1.1. Die Stoßleistungsanlage 50
5.1.2. Die Entladegeometrie 51
5.1.3. Messung von Strom und Spannung 53

5.2. Der optische Aufbau von Schlierendiagnose und Streakkamera 54
5.2.1. Die Schlierendiagnose 54
5.2.2. Die Streakkamera 56

5.3. Datenerfassung und -verarbeitung 58
5.3.1. Elektrische Signale 58
5.3.2. Schlieren- und Streakbilder 59

6) Meßergebnisse 60

6.1. Der zeitliche Ablauf der Z-Pinch-Experimente 60
6.2. Ergebnisse der Streakaufnahmen 62
6.2.1. Z-Pinche mit Anfangsradien von 9 - 10 mm 63
6.2.2. Z-Pinche mit Anfangsradien zwischen 3 und 15 mm 69

6.3. Ergebnisse der Schlierenaufnahmen 72
6.3.1. Ergebnisse bei einem Anfangsdruck von 200 Pa H_2 72
6.3.2. Ergebnisse bei Anfangsdrücken von 100 und 500 Pa H_2 78

6.4. Interpretation und Diskussion der Ergebnisse 83

ANHANG

A 1) Optik: Berechnung einer dreilinsigen Schlierenoptik 88

A 2) Quantitative Schlierendiagnose 90

A 3) Laser: Konstruktion des Stickstofflasers 94

A 4) Schalter: Der Pseudofunkenschalter 97

A 5) Elektronik: Die Ansteuerschaltung für den Schalter 102

Zusammenfassung 107

Literaturverzeichnis 109

1) Einleitung

1.1. Historische Entwicklung der Z-Pinch-Experimente

Die Geschichte des Z-Pinches geht auf Bennett / Ben 34 / zurück, der zeigte, daß für ein in Z-Achsen-Richtung stromdurchflossenes zylindrisches Plasma ein Gleichgewichtszustand existiert, in dem das Plasma in verdichtetem, heißem Zustand vom Eigenmagnetfeld eingeschlossen wird.
Der erste experimentelle Nachweis gelang Cousins und Ware am Emperial College in London / Cou 51, War 51 /.
Von da an wurde die Einschlußmöglichkeit eines heißen Plasmas durch Magnetfelder intensiv auf die Eignung als kontrollierbare thermonukleare Energiequelle untersucht. Die Experimente zeigten jedoch bald, daß die einfache lineare Z-Pinch-Geometrie mit den damals zur Verfügung stehenden langsamen Kondensatorbänken nicht zu ausreichender Stabilität der Z-Pinche führten. Theoretische Arbeiten zeigten, daß die Überlagerung eines externen axialen Magnetfeldes zu erhöhter Stabilität führen würde, vgl. z.B. / Kru 58, Sha 58 /.
Ein zweites Hindernis waren die unvermeidlichen hohen Endverluste bei den bisherigen Z-Pinchen. Diese Erkenntnisse führten zur Aufspaltung der Z-Pinch-Experimente in drei Hauptrichtungen:

a) Extrem heiße und dichte Plasmen benötigen kürzere Einschlußzeiten bei allerdings sehr hohen Stromstärken und Stromanstiegsraten. An neu entwickelten Hochleistungspulsgeneratoren werden bis heute Z-Pinch-Experimente durchgeführt, bei denen die longitudinale Ausdehnung der Plasmen nur noch 10 cm oder weniger beträgt. Dazu gehören z.B. auch der gasummantelte Z-Pinch und der "gas-puff"- Z-Pinch / Ham 83, Cha 83, Cho 79, Hai 82 /.

b) Die sogenannten Spiegelmaschinen mit sehr großen Abmessungen in axialer Richtung bis zu 10^2 m haben wegen der nicht völlig vermeidbaren Endverluste und wegen des großen Aufwandes zur Erzeugung der axialen Magnetfelder stark an Bedeutung verloren.

c) Zur Vermeidung der Endverluste und optimaler Ausnutzung der Stabilisierungsmagnetfelder wurde der bisher lineare Z-Pinch zu zwei- oder dreidimensionalen geschlossenen Anordnungen gekrümmt. Dies führte zur Entwicklung der heute gebräuchlichen Fusionsexperimente in Tokamak-, Spheromak-, Stellarator-, etc. -Geometrie / Miy 80 /.

Extrem dichte und heiße Plasmen wie unter a) beschrieben werden heute nicht nur als Fusionsexperimente durchgeführt, sondern auch für einige andere Anwendungszwecke untersucht, so z.B. als intensive Lichtquelle im UV- und Röntgenbereich, als gepulste Neutronenquelle, als Quelle intensiver hochenergetischer Teilchenstrahlen / Hai 83, Ims 73, Vik 79, She 81 / oder als Medium für Superstrahlungslaser mit Quantenenergien im Bereich der Röntgenstrahlung. Eine ausführliche Darstellung der historischen Entwicklung der Z-Pinch-Experimente findet sich z.B. bei / Fin 83 / sowie / Miy 80 /.

Da die unter a) erwähnte Methode die mit dem vergleichsweise geringsten Aufwand durchführbare zur Erzeugung dichter, heißer Plasmen ist, ist sie auch an kleineren Forschungsinstituten weit verbreitet. Am I. Physikalischen Institut in Erlangen steht seit 1983 die Stoßleistungsanlage "Pulsator" / Bog 83 / zur Verfügung; sie liefert rechteckförmige Stromimpulse von maximal 10^5 Ampère mit einer Länge von etwa 115 Nanosekunden, vgl. Kapitel 5.1..
Die Experimente variierten in der Länge zwischen 50 und 150 Millimetern, im Durchmesser zwischen 6 und 30 Millimetern. Als Entladegefäß wurden Quarzrohre der entsprechenden Abmessungen verwendet, das Plasma wurde am Anfang des Strompulses durch eine Gasentladung gebildet. Als Entladegas wurden Wasserstoff und Argon verwendet. Mit Wasserstoff werden sehr schnelle dynamische Z-Pinche mit hohen Temperaturen zum Pinchzeitpunkt erzielt, da keine Energie in innere Freiheitsgrade dissipiert wird. Möglicherweise können mit Wasserstoff auch energiereiche Protonenstrahlen erzeugt werden / Hai 83 /, da das Verhältnis von Elektronen- zu Ionenmasse bei Wasserstoff am günstigsten ist.
Argon hingegen liefert "kältere" Plasmen, allerdings von höherer Stabilität. Da die Elektronenkonfiguration von 8-fach geladenem Argon der von neutralem Neon gleicht, ist Ar^{8+} ein potentieller Kandidat für einen Superstrahlungslaser im Bereich weicher Röntgenstrahlung, denn für Ne* existiert ein Superstrahlungsübergang bei 540,1 nm / Leo 65 /.
Von besonderer Bedeutung für die Beurteilung der Experimente ist die zeit- und ortsaufgelöste Bestimmung der physikalischen Größen, die die Eigenschaften des Plasmas beschreiben, insbesondere von Dichte und Temperatur. Diese Größen müssen i.A. mit unterschiedlichen Methoden bestimmt werden. Um eine Störung des Plasmas zu vermeiden, werden meist "berührungslose" optische Diagnosemethoden angewandt. Zur Temperaturbestimmung bietet sich die Emissionsspektroskopie im sichtbaren Bereich und im Bereich weicher Röntgenstrahlung an / Grie 64, Hud 65, Loc 68 /. Da die optische Emissionsspektroskopie bereits angewendet wird / Kuh 86, Ste 85 /, mußte noch ein Verfahren zur Messung der Elektronendichte

entwickelt werden. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Methoden zur Bestimmung von Elektronendichten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung diskutiert und in Kapitel 3) das in dieser Arbeit angewendete Verfahren der Schlierenfotografie beschrieben.

1.2. Bestimmung von Elektronendichten und -gradienten in Plasmen

Für die zeitaufgelöste Messung der Elektronendichte von Plasmen sind in den letzten zwanzig Jahren zahlreiche Methoden entwickelt worden. Die wichtigsten, mit denen im hier interessierenden Druckbereich ausreichende räumliche und zeitliche Auflösung erreichte werden kann, sind in diesem Kapitel kurz beschrieben:

- Emissionsspektroskopie
- Thomsonstreuung
- Interferometrie
- Schlierenfotografie .

1.2.1. Emissionsspektroskopie

In der Emissionsspektroskopie wird insbesondere der Stark - Effekt zur Bestimmung von Elektronendichten herangezogen. Bei Wasserstoff und wasserstoffähnlichen Ionen sind die Energiezustände der Elektronen $2 \cdot n^2$ - fach entartet. In Anwesenheit eines elektrischen Feldes wird diese Entladung aufgehoben, die Zustände spalten auf. Bei Wasserstoff ist diese Aufspaltung proportional zum äußeren Feld, man spricht vom linearen Stark - Effekt. In Mehrelektronensystemen wird ein Teil der Aufspaltung bereits von den Feldern der Elektronen aus anderen Schalen hervorgerufen, der Stark - Effekt durch äußere Felder ist wesentlich schwächer und proportional zum Quadrat der Feldstärke (quadratischer Stark - Effekt / Joo 77, Hin 72 /).
Durch statistisch veränderliche Felder, wie z.B. durch die Felder der Elektronen und Ionen im Plasma, die ein Atom umgeben, wird die Aufspaltung verschmiert, die diskreten Niveaus sind nicht mehr nachzuweisen und man erhält eine Verbreiterung der Spektrallinie / Gri 64, Hud 65, Loc 68 /.
Die theoretische Behandlung dieses Prozesses führt zu zwei Grenzfällen: Stoßverbreiterung und statische Näherung / Hin 72 /. Bei der Stoßverbreiterung wird angenommen, daß die Störfelder von einzelnen stoßenden Teilchen (Elektronen, Ionen) erzeugt werden. In der statischen Näherung wird das Feld am Ort des Atoms gemittelt aus den Feldanteilen der umgebenden Elektronen und Ionen

und das Linienprofil wird erhalten aus der Summation vieler strahlender Atome im statistisch schwankenden Störfeld. In einigen Arbeiten werden diese beiden Fälle gleichzeitig berücksichtigt / Vos 69, Smi 69 /. Eine ausführliche Beschreibung der Problematik findet sich bei / Ste 85 /.
Aus der Messung des Linienprofils einer Spektrallinie läßt sich somit die Elektronendichte als Funktion des Ortes und der Zeit ermitteln, wenn sich die gemessene Linienform eindeutig nach den einzelnen Linienverbreiterungsmechanismen entfalten läßt. Da bei höheren Temperaturen die Dopplerverbreiterung, hervorgerufen durch die statistische Geschwindigkeitsverteilung der strahlenden Atome, die Starkverbreiterung überlagert, ist die Anwendbarkeit dieser Meßmethode begrenzt auf Wasserstoffplasmen relativ niedriger Temperatur, vgl. / Ste 85 /.

1.2.2. Thomsonstreuung

Eine direkte Methode, Elektronendichten zu messen, ist die Verwendung der Thomsonstreuung / Miy 80 /, d.h. der Streuung von Licht an den freien Elektronen des Plasmas. Von Bedeutung ist hier die inkohärente Streuung am einzelnen Elektron. Das Elektron im Feld einer elektromagnetischen Welle wird als Dipolstrahler angenommen, für die Streuung eines Photons an einem Elektron erhält man deshalb eine Dipol-Strahlungscharakteristik. Damit ist die Winkelabhängigkeit des Streuquerschnittes qualitativ und quantitativ bekannt.
In der Praxis wird ein leistungsstarker Laserpuls in das zu untersuchende Plasma fokussiert und die in einen definierten Raumwinkel gestreuten Photonen nachgewiesen. Aus der Zahl der Photonen, dem Streuwinkel und dem bekannten Streuquerschnitt läßt sich die Elektronendichte direkt bestimmen. Nachteilig bei dieser Methode ist der sehr kleine totale Wirkungsquerschnitt für die Thomsonstreuung von etwa $6{,}7 \cdot 10^{-25}$ cm^2. Dies macht sehr hohe Laserpulsleistungen von mehr als 10^8 W notwendig.
Bei Pulsdauern von der Größenordnung 10^{-8} s bedeutet das Pulsenergien von über 1 J. Solche Laser, z.B. gütegeschaltete Rubinlaser, sind sehr aufwendig und teuer und man erhält als Information lediglich die Elektronendichte an einem Ort. Der Vorteil dieser Methode ist die von anderen physikalischen Größen wie z.B. der Temperatur unabhängige Bestimmung absoluter Elektronendichten.

1.2.3. Interferometrie

Der Brechungsindex n eines Plasmas hängt über die Beziehung

$$n = (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2})^{1/2} \qquad (1.1)$$

mit der Frequenz ω_o des eingestrahlten Lichts und der Plasmafrequenz ω_p zusammen /Spi 56/.

Mit $\omega_p = (4 \cdot \pi \cdot N_e \cdot \frac{e^2}{m_e})^{1/2}$ wird daraus

$$n = (1 - \frac{N_e}{N_c})^{1/2} \qquad (1.1b) \quad ,$$

d.h. der Brechungsindex n hängt von der Elektronendichte N_e ab. N_c ist die kritische ('cut-off') Dichte des Plasmas, oberhalb der das Plasma für Licht der Wellenlänge λ undurchsichtig wird; es gilt

$$N_c = \omega_o^2 \cdot \frac{\varepsilon_o \cdot m_e}{e^2} = \frac{1}{\lambda_o^2} \cdot \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot c^2 \cdot \varepsilon_o \cdot m_e}{e^2} \qquad \text{mit}$$

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = $2{,}998 \cdot 10^8$ m/s
ε_o = Influenzkonstante = $8{,}854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm
m_e = Elektronruhemasse = $9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg
e = Elementarladung = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Cb
λ_o = Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes.

Ein durch das Plasma der Dichte N_e gehender Lichtstrahl macht somit eine optische Weglängenänderung δ bzw. Phasenverschiebung $\Delta = \delta / \lambda_o \cdot 2 \cdot \pi$ gegenüber einem Referenzstrahl durch, die in erster Näherung proportional zur Dichte und zur Weglänge ℓ im Plasma ist:

$$\delta = \ell \cdot (n - 1) \quad \text{bzw.} \quad \Delta = -\frac{1}{8\pi^2} \cdot \lambda_o \cdot \ell \cdot \frac{\omega_p^2}{c^2} \qquad (1.2)$$

Die Überlagerung eines Lichtstrahles, der durch das Plasma gegangen ist, und eines Referenzstrahles liefert ein Interferenzstreifenbild, auf dem die Verschiebung der Interferenzstreifen ein Maß für die Elektronendichte N_e bei bekanntem Weg ℓ ist. Numerisch erhält man für Δ:

$$\Delta = -4{,}46 \cdot 10^{-14} \cdot N_e \cdot \ell \cdot \lambda_o \qquad (1.3)$$

(ℓ, λ_o in cm, N_e in cm^{-3}).

Mit dem Einsatz gepulster Laser erhält man relativ einfach stabile Interfero-

meteraufbauten, meist nach dem Prinzip von Michelson-, Jamin- oder Mach-Zehnder- Interferometern / Hud 65, Loc 68 /. Die Belichtungszeiten, d.h. Pulsdauern, betragen z.T. nur noch wenige 10^{-12} s / Maa 84 /.
Nachteilig bei dieser Methode sind die hohen Anforderungen, die an den Laser bezüglich der Kohärenz gestellt werden, was i.A. zu aufwendigen und damit teuren Lasersystemen führt. Auch die notwendigen optischen Komponenten wie Linsen, Fenster, Spiegel etc. müssen höchste optische Qualität aufweisen.
Eine weitere Einschränkung ist die untere Nachweisgrenze der Elektronendichte. Löst man Gleichung (3.3) nach dem Produkt aus (Weglänge im Plasma) x (Elektronendichte) auf, so erhält man

$$N_e \cdot \ell = \Delta / 4{,}46 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda_o \quad .$$

Für eine kleinste nachweisbare Streifenverschiebung Δ von 0,1 liegt die untere Grenze für $N_e \cdot \ell$ bei etwa $5 \cdot 10^{16}$ $cm^{-3} \cdot cm$, d.h. Plasmen mit Abmessungen von unter 1 cm können erst ab Dichten von mehr als einigen 10^{17} cm^{-3} nachgewiesen werden. Brechungsindexgradienten, hervorgerufen durch Elektronendichteänderungen, führen zum Auftreten von gebrochenen Lichtstrahlen; diese überlagern sich dem Interferenzstreifenbild und können u.U. die Auflösung weiter verschlechtern. Zudem gilt Gleichung (1.3) nur für N_e = const.
Im Falle $N_e = N_e(r)$ erhält man eine Ortsauflösung nur bei bekannter Symmetrie des Plasmas, so daß sich das Weglängenintegral über die Elektronendichte $\int_s N_e ds$, wobei s der Weg des Lichts im Plasma ist, entfalten läßt. Eine Lösung dieses Problems bietet die Laserholografie bzw. holografische Interferometrie. Da die Kohärenzlänge des Laserpulses vergleichbar mit den Objektabmessungen sein muß, werden auch hier (vor allem bei ausgedehnten Objekten) sehr aufwendige Lasersysteme benötigt.

1.2.4. Schlierenfotografie

Im Bereich sich ändernder Elektronendichte ändert sich wegen Gleichung (1.1b) auch der Brechungsindex des Plasmas. Solche optischen Inhomogenitäten, "Schlieren" genannt, sind die Ursache der Ablenkung von Licht.
Der Nachweis dieser gebrochenen Lichtstrahlen liefert somit Informationen über die Elektronendichtegradienten des Plasmas. Da dieses Verfahren geringere Anforderungen an den als Lichtquelle benötigten Laser und die optischen Komponenten stellt, und zudem die direkte Messung der im magnetischen Piston bzw. in Stoßwellenfronten auftretenden steilen Elektronendichtegradienten ermöglicht

(auch in sehr "dünnwandigen" Plasmahohlzylindern), scheint es die geeignete Methode zu sein, um Informationen über die Dynamik schneller Z-Pinche zu erhalten.
In der Praxis wird dazu das Plasma von einem Bündel paralleler Lichtstrahlen durchleuchtet. Der nichtabgelenkte Teil wird herausgefiltert in einem Raumfilter, d.h. einer punktförmigen Blende im Brennpunkt einer langbrennweitigen Linse, der abgelenkte Anteil wird auf einem Bildschirm bzw. einer Fotoplatte abgebildet (sog. Dunkelfeldmethode). Ein nach diesem Prinzip arbeitendes Schlierendiagnostiksystem wird in Kapitel 3) beschrieben.

In einigen Experimenten wurde die Anwendbarkeit auf ähnliche Probleme mit Stickstofflasern als Lichtquelle gezeigt / Ham 79, Ham 83, Hug 82 /; da der Stickstofflaser auch für die Interferometrie geeignet ist / Hug 82, Bar 78, Kat 79 /, können im selben Aufbau mit nur geringen Änderungen beide Methoden angewendet werden und sich so sinnvoll ergänzen, wenn die Kohärenzlänge des Stickstofflasers von wenigen Millimetern ausreicht.
Den zuletzt genannten Methoden Interferometrie, Holografie und Schlierendiagnose ist gemeinsam, daß sie unabhängig von der Temperatur des Plasmas sind und daher auch bei Nichtgleichgewichtsplasmen und Plasmen mit großen Temperaturschwankungen anwendbar sind.

2) Dynamik schneller Z-Pinche

In dieser Arbeit werden dynamische Z-Pinche mit Pinchzeiten von 100 - 500 ns untersucht; bei Pinchzeiten dieser Größenordnung bewegen sich die beschleunigten Plasmaschichten mit vielfacher Schallgeschwindigkeit durch das Neutralgas bzw. Plasma, so daß energiereiche, auf der Achse konvergierende Stoßwellen erzeugt werden. Dabei laufen im Einzelnen folgende physikalische Prozesse ab:

a) In der Startphase wird durch eine Gasentladung das Neutralgas ionisiert; dieser Prozess wird i.A. nicht näher betrachtet, die Beschreibung des Z-Pinches beginnt meist mit der Annahme eines vollständig ionisierten Plasmas im Entladebereich.

b) Bei großen Stromanstiegsraten dI/dt von mehr als 10^{12} A/s führt die zeitliche Änderung des Magnetfeldes dB/dt in Plasmen hoher Leitfähigkeit zu einer Verdrängung der stromführenden Schicht nach außen, d.h. der Strom fließt in einer dünnen Randschicht (Hohlzylinder); dieser Effekt heißt "Skin - Effekt" / Spi 56 /.

c) Der magnetische Druck des azimutalen Magnetfeldes beschleunigt die geladenen Teilchen des Plasmas radial nach innen, der stromführende Hohlzylinder und das darin eingeschlossene Plasma werden komprimiert.

d) Wenn die radiale Geschwindigkeit des implodierenden Hohlzylinders deutlich größer als die Schallgeschwindigkeit ist, wird eine zylindrische, auf der Achse konvergierende Stoßwelle erzeugt, die vor dem Plasmahohlzylinder herläuft.

e) Der Plasmahohlzylinder sammelt weitere Masse auf, sodaß im Zylinder Druck und Dichte steigen. Man spricht von einem "magnetischen Stempel" bzw. "piston".

f) Das durch die Schockwelle auf der Achse vorgeheizte Plasma wird durch den "piston" komprimiert und weiter aufgeheizt. Der Zeitpunkt größter Dichte bzw. kleinsten Radius' wird "Pinchzeitpunkt" genannt. Kurzzeitig wird ein Gleichgewicht zwischen kinetischen Druck des Plasmas und magnetischem Druck des Stromes erreicht.

g) Die Schockwelle wird auf der Achse reflektiert und läuft radial nach außen. Der Pinch expandiert wieder, Dichte, Druck und Temperatur nehmen rasch ab.

h) In einigen Sonderfällen kann das Gleichgewicht zwischen magnetischem

und kinetischem Druck für längere Zeit, d.h. einige hundert Nanosekunden lang, bestehen, der Pinch somit über längere Zeit existieren. Dieser sog. Gleichgewichtspinch wurde zuerst von W. H. Bennett / Ben 34/ theoretisch beschrieben und hat besondere Bedeutung für Fusionsexperimente.

Auf die Startphase soll hier nicht näher eingegangen werden. Die Punkte b) bis e) werden in den folgenden Abschnitten 2.1. bis 2.3. näher beschrieben.
Die Beschreibung der Dynamik schneller Z-Pinche kann auf unterschiedliche Art und Weise erfolgen. In Abschnitt 2.4.1. und 2.4.2. werden die "klassischen", modellmäßigen Beschreibungen von Z-Pinchen vorgestellt; in Abschnitt 2.4.3. wird auf die Beschreibung von Z-Pinchen mit Hilfe von Simulationsrechnungen eingegangen. In 2.5. schließlich wird auf die bei Z-Pinchen auftretenden Instabilitäten hingewiesen.

2.1. Ausbildung eines stromführenden Hohlzylinders

Es soll ein homogenes zylindrisches Plasma von Radius r_o betrachtet werden, das in Z-Achsen-Richtung unendlich lang ausgedehnt ist. Für die Ionen- und Elektronendichten bzw. -temperaturen soll gelten $T_i = T_e$ bzw. $n_i = n_e$.
In Achsenrichtung fließe der Strom $I = I_z$.
Für ein vollionisiertes Plasma erhält man nach / Spi 56 / für den spezifischen Widerstand η :

$$\eta_{\parallel} = \frac{e^2 \cdot m_e^{1/2} \cdot Z \cdot \ln\Lambda}{51{,}6 \cdot \pi^{1/2} \cdot \varepsilon_o^2 \cdot T_e^{3/2}} \cdot \frac{1}{\gamma} \simeq 8{,}93 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\ln\Lambda}{T_e^{3/2}}\ \Omega \cdot \mathrm{cm}$$

und $$\eta_{\perp} = \gamma_{EB}^{-1} \cdot \eta_{\parallel} = \frac{1}{0{,}295} \cdot \eta_{\parallel}$$ / Spi 56, Miy 80 /.

Z ist die Ladungszahl der Plasmaionen, m_e die Elektronruhemasse, $\eta_{\parallel}$ und $\eta_{\perp}$ sind die spezifischen Widerstände parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld; der Coulomb - Logarithmus $\ln\Lambda$ berechnet sich zu

$$\ln\Lambda = \frac{4 \cdot \pi}{Z \cdot Z' \cdot e} \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_o^3 \cdot T_e^3}{n_e} \right\}^{1/2} \simeq 7 + 2{,}3 \cdot \log_{10}\left(\frac{T_e^{3/2} \cdot 10^{10}}{n_e^{1/2}}\right) .$$

e ist die Elementarladung $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Cb, ε_o die elektrische Feldkonstante $= 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm; n_e ist in m^3, T_e in eV einzusetzen.
Mit $Z = Z' = 1$ (Wasserstoff), $1\ \mathrm{eV} < T_e < 10\ \mathrm{eV}$ und $n_e < 10^{23}\ m^{-3}$, was vollionisiertem Wasserstoff mit einem Füllgasdruck von etwa 200 Pa entspricht, erhält man für $\ln\Lambda$:

$3,5 < \ln\Lambda < 7$

Eine elektromagnetische Welle der Frequenz wird nach Spitzer / Spi 56 / auf einer Strecke der Länge $d = (\frac{\eta}{2 \cdot \pi \cdot \omega})^{1/2}$ auf den e - ten Teil abgeschwächt, d.h. sie dringt nur bis in eine Tiefe von $\simeq d$ in das Plasma ein (vgl. auch / Joo 77 /). Im hier betrachteten Fall eines in Achsenrichtung stromdurchflossenen zylindrischen Plasmas wird der Strom deshalb in einen Hohlzylinder vom mittleren Radius $r = r_o - d$ und der Wandstärke d verdrängt. Dann gilt $\eta = \eta_\perp$, und für eine Frequenz $f = 2 \cdot \pi \cdot \omega = 4,35 \cdot 10^6\ s^{-1}$, die der Grundfrequenz des von der hier verwendeten Hochspannungsanlage erzeugten Strompulses entspricht, erhält man für d die Abschätzung $0,4\ mm < d < 1,6\ mm$.

Für die freie Weglänge λ_{ei} für Elektron - Ion - Stöße gilt nach / Miy 80 /

$$\lambda_{ei} = (\frac{3 \cdot T_e}{m_e})^{1/2} \cdot \tau_{ei} \simeq 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot Z^{-1} \cdot (\frac{10^{20}}{n_e})$$

mit n_e in m^{-3}; für die obigen Annahmen erhält man für λ_{ei}:

$$10^{-4}\ mm \leq \lambda_{ei} \leq 10^{-2}\ mm << d \quad .$$

Damit ist die Anwendbarkeit der Gleichungen für η und d gegeben / Spi 56 /, der Strom wird im vorliegenden Fall in einen Hohlzylinder der Wandstärke $d \simeq 1$ mm verdrängt.

2.2. Der "magnetische Stempel"

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß das Eigenmagnetfeld einer Z-Pinch-Anordnung zu einer Kontraktion des zylindrischen Plasmas führt.
Dazu wird die Kraft F auf ein Volumenelement dV ausgerechnet, die auftritt, wenn ein konstanter Strom I mit der Stromdichte $j = \frac{I}{A_i}$ durch ein Plasma der Querschnittsfläche A_i fließt. Unter Vernachlässigung der Schwerkraft lautet dann die Bewegungsgleichung:

$$\vec{F}_{dV} = \frac{d}{dt}\,(m(dV) \cdot \vec{v}) = \frac{d}{dt}\,(\rho_m \cdot \vec{v}_p) = e \cdot (n_i - n_e)\vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} - \nabla \cdot p \quad ;$$

dabei bedeutet v_p = Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas, $\nabla \cdot p$ = Druckgradient.
Mit den Annahmen

a) $n_e \simeq n_i$, d.h. Quasineutralität des Plasmas
b) $E = 0$, d.h. Leitfähigkeit $\sigma = \infty$
c) $v_e = \bar{v}_{ez}$, $v_{iz} = 0$, d.h. Stromleitung durch Elektronen
d) $\rho_m = const. \simeq m_i \cdot n_e$ = Massendichte des Plasmas

e) $\nabla \cdot p = 0$, kein Druckgradient zwischen Plasma und Umgebung

f) j, B zeitlich konstant, d.h. quasistatische Verhältnisse;

$$\vec{j} = j_Z = e \cdot n_e \cdot \bar{v}_{ez}$$

vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu

$$\vec{F}_{dV} = \rho_m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{j} \times \vec{B} \quad .$$

Für den hier interessanten Spezialfall eines in Achsenrichtung stromdurchflossenen Hohlzylinders von Radius r und Wandstärke $dr \ll r$ erhält man für das Magnetfeld $\vec{B}$ und die Stromdichte $\vec{j}$:

$$\vec{B} = B_\Theta = \mu_o \cdot \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r} \; ; \quad \vec{j} = j_z = e \cdot n_e \cdot \bar{v}_{ez} = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr}$$

$$\Rightarrow \quad F_{dV} = \vec{j} \times \vec{B} = j_z \cdot B_\Theta = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr} \cdot \mu_o \cdot \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r} = \frac{B_\Theta^2}{\mu_o \cdot dr}$$

vgl. dazu Abb. 2,1)

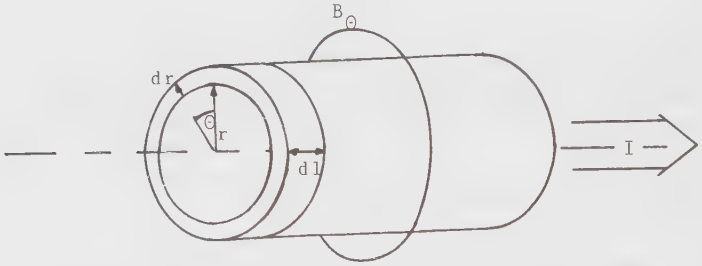


Abb. 2,1) Zur Berechnung des magnetischen Druckes auf einen stromdurchflossenen Hohlzylinder ;

Die Kraft auf die Oberfläche eines Teilzylinders der Länge dl ist dann

$$F_{dl} = F_{dV} \cdot dV = j_z \cdot B_\Theta \cdot dl \cdot \int_r^{r+dr} r' \cdot dr' \simeq j_z \cdot B_\Theta \cdot \pi \cdot r \cdot dr \cdot dl$$

und damit der Druck auf die Zylinderoberfläche A

$$P_M = \frac{F_{dl}}{A_{dl}} = \frac{j_z \cdot B_\Theta \cdot \pi \cdot r \cdot dr \cdot dl}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot dl} = dr \cdot \frac{B_\Theta^2}{2 \cdot \mu_o \cdot dr} = \frac{B^2}{2 \cdot \mu_o} \quad .$$

Der Hohlzylinder von Radius r und Wandstärke dr erfährt somit eine radial nach innen gerichtete Beschleunigung a, die sich zu

$$a = \frac{F_{dl}}{m_{dl}} = \frac{P_M \cdot A_{dl}}{\rho_m \cdot V_{dl}} = P_M \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot dl}{\pi \cdot r \cdot dr \cdot dl \cdot m_i \cdot n_e} = \frac{B^2}{2 \cdot \mu_o} \cdot \frac{2}{m_i \cdot n_e \cdot dr}$$

berechnet. Die Wandstärke dr entspricht dabei annähernd der Eindringtiefe (Skintiefe) d des vorhergehenden Kapitels 2.1..
Wegen der dadurch erfolgten Kompression des Hohlzylinders strömt ständig neues Plasma in die stromführende Schicht. Dessen Ionen und Elektronen werden ebenfalls durch das Magnetfeld erfaßt und durch p_M radial nach innen beschleunigt. Dadurch vergrößern sich stetig n_e bzw. ρ_m, die inneren ruhenden Schichten werden vom Magnetfeld "aufgesammelt" bzw. beschleunigt und wie mit einem konzentrischen Stempel zur Achse hin geschoben: Der dünnwandige stromführende Hohlzylinder wirkt als "magnetischer Stempel" (im Englischen "piston" genannt).
Diese stark vereinfachte Betrachtung zeigt, unter Vernachlässigung aller dynamischen Vorgänge, bereits die wesentlichen Merkmale der Entstehung und Wirkungsweise des "magnetischen Stempels".

2.3. Stoßwellen

Die Beschleunigung und Verdichtung des Gases durch den magnetischen Stempel führt zu einem Dichtesprung, der sich mit hoher Geschwindigkeit durch das Plasma bewegt. Wird die Geschwindigkeit wesentlich höher als die Schallgeschwindigkeit, so entsteht eine Stoßwelle, die sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Das Plasma wird in der Stoßwelle adiabatisch komprimiert und der Zusammenhang zwischen Druck p und Volumen V ist gegeben durch

$$p \cdot V^{\kappa} = \text{const.} \qquad (2.5) \ .$$

κ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen und berechnet sich zu $\kappa = \frac{2+\delta}{\delta}$, wobei δ die Zahl der Freiheitsgrade ist. Für ein einatomiges Gas ohne innere Anregung, z.B. vollionisierten Wasserstoff, ist $\delta = 3$ und $\kappa = 5/3$.
Mit der Zustandsgleichung für ideale Gase, $p_1 \cdot V_1/T_1 = p_2 \cdot V_2/T_2$, erhält man $T \cdot V^{\kappa-1} = \text{const.}$.
Man erkennt, daß sich durch adiabatische Kompression in einer Stoßwelle die Temperatur erhöht.
Seien ρ_o, p_o Dichte und Druck vor der Stoßwelle, v_o die Geschwindigkeit der Stoßwelle, ρ_1, v_1, p_1 die Größen hinter der Stoßfront. Dann gelten die Erhaltungssätze

$$\rho_1 \cdot v_1 = \rho_o \cdot v_o \quad : \quad \text{Massenerhaltung, (2.6)}$$

$$\rho_1 \cdot v_1^2 - \rho_o \cdot v_o^2 = p_1 - p_o : \quad \text{Impulserhaltung (2.7) und}$$

$v_1 \cdot (\frac{\rho_1 \cdot v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\kappa-1}) - v_o \cdot (\frac{\rho_o \cdot v_o^2}{2} + \frac{p_o}{\kappa-1}) = v_o \cdot p_o - v_1 \cdot p_1$: Entropieerhaltung (2.8)

Mit der Schallgeschwindigkeit c_s, die sich zu $c_s^2 = \frac{\kappa \cdot p}{\rho} = \kappa \cdot \frac{T_i}{m_i}$ berechnet, schreiben sich die Erhaltungssätze wie folgt:

$$\frac{\rho_1}{\rho_o} = \frac{v_o}{v_1} \equiv \frac{1}{\alpha} \tag{2.9}$$

$$\frac{T_1}{T_o} = (\frac{c_s}{c_{s1}})^2 = 1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot (1-\alpha^2) \cdot \frac{v_o}{c_{s1}} \tag{2.10}$$

$$\alpha = \frac{v_1}{v_o} = \frac{2+(\kappa-1)\cdot(\frac{v_o}{c_{s1}})^2}{(\kappa+1)\cdot(\frac{v_o}{c_{s1}})^2} \tag{2.11}$$

Dies sind die sog. Rankine - Hugoniot - Beziehungen / Miy 80 /. Führt man die Machzahl $M = \frac{v_o}{c_s} > 1$ ein, so erhält man für ein einatomiges Gas, d.h. $\kappa = 5/3$:

$$\rho_1 = \rho_o \cdot \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot \left(1 + \frac{2}{(\kappa-1)\cdot M^2}\right)^{-1} \tag{2.12}$$

$$p_1 = \rho_o \cdot v_o^2 \cdot \frac{2}{\kappa+1} \cdot \left(1 - \frac{\kappa-1}{2\cdot\kappa\cdot M^2}\right) \tag{2.13}$$

$$v_1 = v_o \cdot \frac{2}{\kappa+1} \cdot \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) \tag{2.14}$$

$$T_1 = T_o \cdot \left(1 + \frac{5}{16} \cdot (1-\frac{1}{M^2}) \cdot (1+\frac{0,6}{M^2}) \cdot M^2\right) \tag{2.15}$$ /Lan 75/.

Bei starken Stoßwellen, d.h. $M \gg 1$, gehen diese Größen gegen die Grenzwerte

$$\rho_g = 4 \cdot \rho_o \tag{2.16}$$

$$T_g = \frac{5}{16} \cdot T_o \cdot M^2 \tag{2.17}$$

$$v_o = \frac{4}{3} \cdot v_c = \frac{4}{3} \cdot (\text{Geschwindigkeit des magnet. Stempels}) \tag{2.18}$$

$$M^2 = \frac{4}{5} \cdot \frac{p_M}{p_o} = \frac{4}{5} \cdot \frac{\text{Magnetfelddruck}}{\text{Anfangsdruck}} \tag{2.19}$$

/ All 57 /.

Die Gültigkeit dieser Beziehungen ist dabei begrenzt auf den Bereich $\frac{\lambda_{ii}}{d} \ll 1$, wenn λ_{ii} die freie Weglänge für Ion - Ion - Stöße undddie Dicke der

Stoßfront ist. Für den Fall $\lambda_{ii} \leq d$ erhält man "stoßfreie Stoßwellen", d.h. die Wechselwirkung zwischen den Plasmaionen läßt sich nicht mehr durch Ion - Ion - Stöße beschreiben. Es treten kollektive Effekte auf, die zu einer starken Aufsteilung der Stoßwelle und zur Ausbildung von Solitonen führen können / Art 83 /.

2.4. Physikalische Beschreibung von Z-Pinchen

2.4.1. Das Schneepflug - Modell

In Kapitel 2.2. wurden bei der Beschreibung des magnetischen Stempels bereits wesentliche Merkmale des Schneepflugmodells vorweggenommen. Läßt man die Dicke des Pistons gegen Null gehen und wird die gesamte Masse im Innern des Plasmazylinders während der radialen Kompression im Piston aufgesammelt, so erhält man für kleine Kompressionsgeschwindigkeiten, d.h. ohne Berücksichtigung von Stoßwellen, das sog. "Schneepflugmodell" / Ros 54 /.
Die Bewegungsgleichung für den zylindrischen Fall lautet dann

$$\frac{d}{dt}\left(m \cdot \frac{dr}{dt}\right) = \left(p_o - \frac{B^2}{2 \cdot \mu_o}\right) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r$$

$r = r(t)$ ist der Radius des Hohlzylinders, m ist die Masse pro Längeneinheit, p_o ist der Druck pro Längeneinheit im Innern des Hohlzylinders und $B = \frac{I(t)}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot \mu_o$ das vom Strom I(t) erzeugte Magnetfeld. Die Masse m läßt sich schreiben als $m(t) = \pi \cdot \rho_o \cdot (r_o^2 - r^2(t))$; ρ_o ist die Massendichte im Innern des Zylinders, r_o ist der Anfangsradius. Für adiabatische Kompression eines idealen einatomigen Gases, d.h.

$$p \cdot (\pi \cdot r^2(t))^{5/3} = p_o \cdot (\pi \cdot r_o^2)^{5/3}$$

erhält man dann

$$\frac{d}{dt}\left[(r_o^2 - r^2(t)) \cdot \frac{dr}{dt}\right] = \frac{2 \cdot p_o}{\rho_o} \cdot \left[\frac{r_o}{r(t)}\right]^{10/3} \cdot r(t) - \frac{B^2(t)}{\mu_o \cdot \rho_o} \cdot r(t) \ .$$

Wenn das Magnetfeld linear mit der Zeit wächst, d.h.

$$B = \dot{B} \cdot t = t \cdot \frac{d}{dt} \cdot \left[\mu_o \cdot \frac{I(t)}{2 \cdot \pi \cdot r(t)}\right] \quad ,$$

läßt sich die vorhergehende Gleichung unter Einführung dimensionsloser Parameter $x = \frac{r(t)}{r_o}$, $\tau = \frac{t}{t_o}$, $\alpha = \frac{2 \cdot p_o \cdot t_o^2}{\rho_o \cdot r_o^2}$ und

$t^4 = \mu_o \cdot \rho_o \cdot r_o^2 \cdot \dot{B}^{-2}$ schreiben als

$$\frac{d}{d\tau}\left[(1-x^2)\frac{dx}{d\tau}\right] = \alpha \cdot x^{-7/3} - x \cdot \tau^2 \qquad \text{/ Miy 80 /.}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert den Pinchzeitpunkt τ_p und die Geschwindigkeit des Pistons zum Pinchzeitpunkt, $\frac{dx}{d\tau}\big|_{\tau_p}$, zu

$$\frac{dx}{d\tau}\Big|_{\tau_p} = \int_0^{\tau_p} x \cdot \tau_p^2 d\tau = \langle x \rangle \cdot \frac{\tau_p^3}{3} \simeq \frac{3}{\tau_p} \qquad \text{und}$$

wegen $\langle x \rangle \simeq 0{,}5$: $\tau_p \simeq 2$, d.h. $t_p = \tau_p \cdot t_o \simeq 2 \cdot t_o$ für

den einfachen Fall $\alpha = 0$, d.h. ohne Berücksichtigung der adiabatischen Kompression des Gases wie bei / Ros 54 /. Abb. 2,2) zeigt diesen Zusammenhang qualitativ für $\alpha = 0$ und $\alpha > 0$.

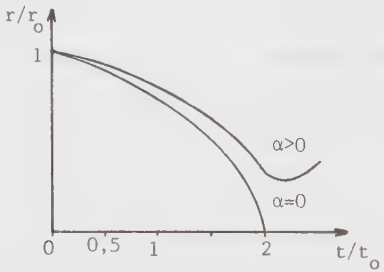


Abb. 2,2) Der Radius des Hohlzylinders beim Z-Pinch nach dem Schneepflugmodell (nach / Miy 80 /)

Der Pinchradius r_p geht gegen Null für $\alpha \to 0$; für $\alpha > 0$ bleibt der Pinchradius endlich. Dann läßt sich eine näherungsweise Lösung für r_p und t_p finden, da zum Zeitpunkt t_p gelten muß $\frac{d\,r(t)}{dt}\Big|_{t_p} = 0$

und der Betrag der Beschleunigung an dieser Stelle, $\left|\frac{d^2 r(t)}{dt^2}\right|_{t_p}$,

ein lokales Maximum haben muß.

Somit erhält man

$$r_p \simeq \left(\frac{p_o}{4 \cdot \dot{B}}\right)^{3/10} \cdot \left(\frac{\mu_o}{\rho_o}\right)^{3/20} \cdot r_o^{7/10}$$

und

$$t_p \simeq 2 \cdot (\mu_o \cdot \rho_o)^{1/4} \cdot \left(\frac{r_o}{\dot{B}}\right)^{1/2}$$

2.4.2. Das "Slug-" Modell

Beim Schneepflugmodell wurde die Stoßwelle, die der implodierende Zylinder erzeugt, vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist zulässig für "langsame" Z-Pinche, d.h. für Pinche, bei denen die Geschwindigkeit des Pistons vergleichbar ist mit der Schallgeschwindigkeit. Für große Geschwindigkeiten hingegen, also M>>1, werden Stoßwellen erzeugt, die bei der modellmäßigen Beschreibung des Z-Pinches berücksichtigt werden müssen, da sie das Gas im Innern des "Hohl"-zylinders aufheizen und komprimieren, vgl. Kapitel 2.3. "Stoßwellen". Das sogenannte "Slug-" Modell / Pot 78 / liefert, unter Einbeziehung dieser Stoßwellen, endliche Pinchradien, die nur noch vom Anfangsradius und vom Adiabatenkoeffizienten abhängen. Dabei werden folgende Annahmen gemacht:

- Der Strom springt in vernachlässigbar kurzer Zeit auf den Endwert und bleibt zeitlich konstant.
- Die Skintiefe ist ≃ 0.
- Der Piston ist undurchlässig und bewegt sich mit hoher Geschwindigkeit, d.h. M>>1, radial nach innen.
- Der Piston erzeugt eine Stoßwelle, die das Gas im Innern aufheizt, ionisiert und komprimiert.
- Der Druck zwischen Stoßwelle und Piston wird als annähernd konstant angesehen, da Schallwellen zwischen Piston und Stoßfront für einen (räumlichen) Druckausgleich sorgen.
- Es wird ein ideales Gas angenommen, der Ionisationsgrad des Plasmas ist = 1.

Mit der Beziehung M>>1 erhält man dann nach Kapitel 2.3. für Dichte, Druck und Strömungsgeschwindigkeit hinter der Stoßfront:

$$\rho_1 = \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot \rho_o \qquad (2.20)$$

$$p_1 = \frac{2}{\kappa+1} \cdot \rho_1 \cdot v_s^2 \qquad (2.21)$$

$$v_1 = \frac{2}{\kappa+1} \cdot v_s \qquad (2.22)$$

v_1 ist die Geschwindigkeit der Stoßfront, ρ_o die Massendichte vor der Stoßwelle. Bei adiabatischer Kompression des Plasmas gilt $p \cdot V^{\kappa} = \text{const.}$ oder

$$\kappa \cdot p \cdot dV + V \cdot dp = 0 \qquad (2.23)$$

Die Differentiation von (2.21) ergibt

$$dp_1 = \frac{2}{\kappa+1} \cdot \rho_1 \cdot 2 \cdot v_s \cdot dv_s = 2 \cdot \frac{p_1}{v_s} \cdot dv_s \quad .$$

Mit dem Voumenelement $dV = 2 \cdot \pi \cdot (r_1 \cdot dr_1 - r_s \cdot \overline{dr_s})$, wobei $\overline{dr_s} = \frac{2}{\kappa+1} \cdot dr_s$

die differentielle Änderung des Radius' der Stoßfront ist, und mit (2.23) erhält man

$$\kappa \cdot dV + V \cdot \frac{dp}{p} = \kappa \cdot 2 \cdot \pi \cdot (r_1 \cdot dr_1 - r_s \cdot \overline{dr_s}) + 2 \cdot \pi \cdot (r_1^2 - r_s^2) \cdot \frac{dv_s}{v_s} = 0$$

$$\Rightarrow \quad r_1 \cdot dr_1 - \frac{2 \cdot r_1}{\kappa+1} \cdot dr_s + \frac{1}{\kappa} \cdot (r_1^2 - r_s^2) \cdot \frac{dv_s}{v_s} = 0 \qquad (2.24)$$

Magnetischer Druck p_M nach Gleichung (2.3) und gasdynamischer Druck p_1 nach (2.21) sind am Ort des magnetsichen Kolbens gleich groß, so daß gilt

$$p_M = \frac{B^2}{2 \cdot \mu_o} = \mu_o \cdot \frac{I^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot r_1^2} = \frac{2}{\kappa+1} \cdot \rho_1 \cdot v_s^2 \qquad (2.25)$$

Die Gleichungen (2.24) und (2.25) ergeben (wegen $r_1 \cdot dv_s = -v_s \cdot dr_1$):

$$\left(\frac{\kappa-1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{r_s^2}{r_1^2} \right) \cdot dr_1 = \frac{2}{\kappa+1} \cdot \frac{r_s}{r_1} \cdot dr_s \qquad (2.26)$$

Mit den Randbedingungen $r_1(t = 0) = r_o$, $r_s(t = 0) = r_o$ erhält man als Lösung

$$r_1 = r_o \cdot \left(\frac{\kappa}{\kappa+1 - r_s^2/r_1^2} \right)^{\kappa/\kappa-1} \qquad (2.27) .$$

Den minimalen Pinchradius $r_p = r_{1\,min}$ erhält man für $r_s = 0$, d.h. wenn die Stoßfront auf der Achse ankommt, zu

$$r_p = r_o \cdot \left(\frac{\kappa}{\kappa+1} \right)^{\kappa/\kappa-1} \qquad (2.28) .$$

Für den Fall $\kappa = 5/3$, d.h. ideales einatomiges Gas, errechnet sich r_p zu

$$r_p = 0{,}3088 \cdot r_o \qquad (2.29)$$

Den Pinchzeitpunkt t_p erhält man zu

$$t_p = 0{,}377 \cdot (16 \cdot \pi^2 \cdot \frac{\rho_o}{\mu_o})^{1/2} \cdot \frac{r_o^2}{I} \qquad (2.30),$$

und die Geschwindigkeit der Stoßfront, v_s, wird

$$v_s = \left(\frac{\mu_o}{\rho_o}\right)^{1/2} \cdot (\kappa+1)^{1/2} \cdot \frac{I}{4\cdot\pi\cdot r_1} \qquad (2.31)$$

/Pot 78/.

Der Druck zum Pinchzeitpunkt, p_p, ist gegeben durch

$$p_p = \left(\frac{\kappa+1}{\kappa}\right)^{2\cdot\kappa/\kappa-1} \cdot \mu_o \cdot \left(\frac{I}{4\cdot\pi\cdot r_o}\right)^2 \simeq 0{,}07 \cdot \mu_o \cdot \frac{I^2}{r_o^2} \quad ,$$

und die Dichten ρ_a = Dichte auf der Achse, ρ_1 = Dichte am Piston zum Zeitpunkt t_p, werden nach Potter

$$\rho_a = \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot \rho_o = 4 \cdot \rho_o$$

$$\rho_1 = \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot \rho_o \cdot \left(\frac{\kappa+1}{\kappa}\right)^{2/\kappa-1} \simeq 16{,}4 \cdot \rho_o \qquad (2.32).$$

Die Temperatur T_p^a zum Pinchzeitpunkt auf der Achse ist gegeben durch

$$T_p^a = \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot \left(\frac{\kappa+1}{\kappa}\right)^{2\cdot\kappa/\kappa-1} \cdot \frac{\mu_o}{8\cdot\pi^2\cdot k_B} \cdot \frac{1}{n_o} \cdot \frac{I^2}{r_o^2} \qquad (2.33)$$

oder

$$T_p^a \simeq 2{,}51 \cdot 10^{11} \cdot \frac{I^2}{n_o \cdot r_o^2}$$

wobei T in eV, I in Ampère, die anfängliche Anzahldichte n_o in m^{-3} und r_o in m angegeben sind.

Den Zusammenhang $T_p = T_p(r)$, $\rho_p = \rho_p(r)$ erhält man aus der Bedingung, daß der Druck zwischen Stoßfront und Piston konstant ist; er ist in Abbildung 2,3) wiedergegeben.

Abbildung 2,4 zeigt den Verlauf der radialen Position von Stoßwelle und Piston als Funktion der Zeit (nach Potter / Pot 78 /).

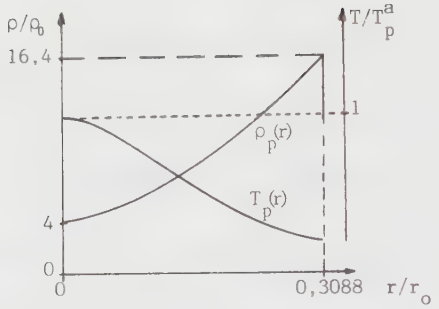


Abb. 2,3) Radialer Verlauf von Temperatur und Dichte zum Pinchzeitpunkt nach dem "Slug-" Modell (nach Potter) für $\kappa = 5/3$; T_p^a siehe Text

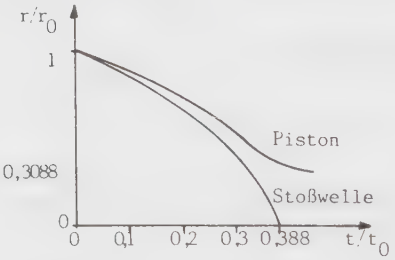


Abb. 2,4) Zeitlicher Verlauf der radialen Position von Stoßfront und Piston

r_o = Anfangsradius

ρ_o = anfängliche Massendichte

$t_o = (4 \cdot \pi \cdot 10^7 \cdot \rho_o)^{1/2} \cdot \frac{r_o^2}{I}$

I = Strom in Z-Richtung

2.4.3. Simulationsrechnungen

Die modellmäßige Beschreibung von Z-Pinchen wie in den vorausgegangenen Kapiteln stellt eine nur unvollkommene Betrachtungsweise dar, da nur wenige physikalische Prozesse in analytischer Form berücksichtigt werden können. Zwar ist die qualitative und, in einigen Fällen, die quantitative Beschreibung der Experimente durch die Modelle durchaus befriedigend. Eine Verbesserung durch Hinzunahme weiterer relevanter physikalischer Prozesse führt i.A. zu analytisch nicht mehr lösbaren Differentialgleichungssystemen. Einen Ausweg bilden Simulationsrechnungen, die erst im letzten Jahrzehnt durch den Einsatz sehr schneller, leistungsfähiger Großrechner ermöglicht wurden. Dazu simulieren eine endliche Anzahl von Teilchen die Verhältnisse im Experiment. Die Kombination der Magnetohydrodynamik mit den Maxwellgleichungen ermöglicht die Berücksichtigung sämtlicher physikalischer Prozesse in Form von Wirkungsquerschnitten; dadurch lassen sich Ort und Geschwindigkeit, Beschleunigung und Dichte der Teilchen selbstkonsistent und zeitabhängig unter Berücksichtigung der Kopplung Pulsleistungsanlage - Z-Pinch-Geometrie berechnen. Durch gezielte Veränderung von Teilchendichten, -geschwindigkeiten, Feldern, Wirkungsquerschnitten etc. läßt sich der Einfluß dieser Größen auf den Ablauf des Experiments bestimmen oder auch gezielt Instabilitäten simulieren. Solche Simulationsprogramme stellen damit den zur Zeit höchsten Standard zur Lösung der physikalischen Probleme dar, z.B. / Wat 84 /. Allerdings treten bei ihrer Anwendung einige Probleme auf, die kurz genannt seien:

- Bei zu kleiner Teilchenzahl versagt das Verfahren unter Umständen bzw. führt zu physikalisch unsinnigen Ergebnissen;
- Bei ausreichend großer Teilchenzahl wird die Rechenzeit auch an den leistungsfähigsten Rechenanlagen sehr lang, die Anwendung dieser Programme deshalb teuer und auf wenige Anwendungen begrenzt;
- Die am weitesten entwickelten Programme sind z.T. nicht frei zugänglich (da oft in militärischen Forschungsvorhaben entwickelt), oder aber sehr teuer;
- Die Konvergenz der Programme ist nur sehr schwer nachprüfbar: Ursprung und Entwicklung divergierenden Verhaltens lassen sich bei den sehr koplexen Programmen und langen Rechenzeiten oftmals nicht nachvollziehen, sog. "benchmark - problem".

Somit bleibt die Anwendung dieser Codes meist auf Projekte von Großforschungseinrichtungen mit eigenen Großrechnern beschränkt.

2.5. Instabilitäten

Da ein Plasma, bestehend aus den frei beweglichen Elektronen und den wesentlich trägeren Ionen, ein schwingungsfähiges Gebilde ist, können bei Abweichung vom Gleichgewichtszustand Schwingungszustände angeregt werden. Solche Abweichungen können Dichte- oder Temperaturschwankungen, von der thermischen Geschwindigkeitsverteilung abweichende Verteilungen, elektrische oder magnetische Felder etc. sein. Man spricht von Instabilitäten, wenn solche Störungen zu einer verstärkten lokalen Abweichung vom Gleichgewichtszustand führen.
Beim Z-Pinch sind einige der möglichen Instabilitäten durch die Geometrie ausgezeichnet; da der magnetische Druck radial nach innen gerichtet ist, können bereits kleine Anweichungen zu einem starken Anwachsen der Störung führen. Die allgemeine Form einer Störung des Magnetfeldes in Zylindergeometrie läßt sich schreiben als $\xi(\vec{r}) = f(r) \cdot \exp(i \cdot k \cdot z + i \cdot m \cdot \phi)$ / Miy 80 /;
$\xi(r)$ ist die Auslenkung des Plasmas, $f(r)$ ist der Anteil in radialer Richtung, k ist die Wellenzahl in Achsenrichtung, m die Wellenzahl in Θ-Richung.
Die sog. $m = 0$-Instabilität führt zu einer Abschnürung des Plasmas unter Beibehaltung der Zylindergeometrie, da eine Verringerung des Radius' zu einer Erhöhung des magnetischen Druckes und damit zu einer weiteren Verringerung des Radius' führt. Für $m = 1$ erhält man als Lösung die sogenannte Knick- oder (engl.) "kink-" Instabilität, eine langwellige seitliche Auslenkung des Plasmazylinders von der z-Achse. Im allgemeinen Fall $k > 2 \cdot \pi / L$, wobei L die Länge des Plasmas ist, führt die $m = 1$-Instabilität zu einer helixförmigen Struktur des Plasmas.
Störungen mit $m \geq 2$ entwickeln sich i.A. langsamer als die beiden genannten und sind daher weniger wichtig.

Lokale Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht können zu Austausch- und "ballooning-" Instabilitäten führen / Miy 80, Art 83 /, deren Anwachsraten mit denen der $m = 0$- und $m = 1$-Instabilitäten vergleichbar sind. Sie führen zu einem begrenzten Ausbeulen ("ballooning") und Aufbrechen des Plasmas, und sind vergleichbar mit der hydrodynamischen Rayleigh-Taylor-Instabilität / Lan 75 /, wobei das Magnetfeld die Rolle der leichteren Flüssigkeit spielt.

Bei endlicher Leitfähigkeit des Plasmas kann es an Inhomogenitäten zur lokalen Aufheizung des Plasmas und damit einer Verstärkung der Störung kommen, insbesondere bei stromdurchflossenen Plasmen.
Dieser Instabilitätstyp wird "resistive Instabilität" genannt; ein Sonderfall davon sind die "tearing-" Instabilitäten / Art 83 /, wenn lokal die magnetischen

Feldlinien abreißen, was z.B. an Mikroturbulenzen passieren kann.
Schließlich sei noch die Gruppe der Instabilitäten erwähnt, die durch eine Relativbewegung der Elektronen bezüglich der Ionen hervorgerufen werden. Dazu gehören die Buneman- bzw. Zweistrom- Instabilität, die Ionenschallinstabilität und Driftinstabilitäten / Art 83 /.
Da eine ausführliche Diskussion des Themas "Instabilitäten in Plasmen" den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, sei an dieser Stelle auf die zahlreich zu diesem Thema erschienene Fachliteratur verwiesen.

3) Schlierenfotografie

3.1. Prinzip der Schlierenfotografie

Das in dieser Arbeit verwendete Prinzip der Schlierendiagnose geht zurück auf A. Töpler / Töp 66 / und ist beschrieben von H. Schardin / Sha 42 /. Angewendet wird hier die sog. Dunkelfeldmethode mit einer Punktblende oder 'beamstop' im Brennpunkt der Schlierenlinse L (Abb. 3,1)).

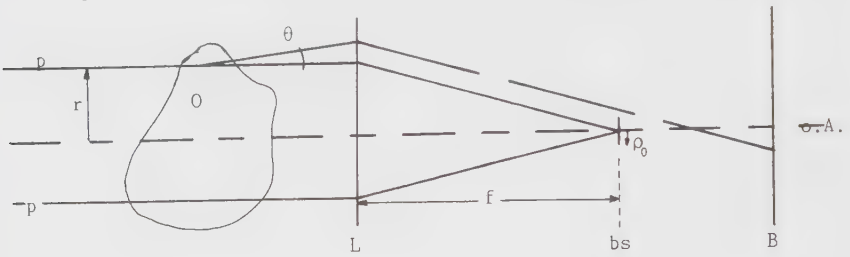


Abb. 3,1) Zum Prinzip der Dunkelfeld - Schlierenfotografie
p : Bündel paralleler Lichtstrahlen
O : zu untersuchendes Objekt
θ : Winkel, um den ein Lichtstrahl von O abgelenkt wird
L : Linse der Brennweite f
bs: beamstop; Punktblende von Radius ρ_o im Abstand f von L
B : Bildebene von O
o.A.: optische Achse

Untersucht werden mit dieser Methode Objekte, die Brechungsindexänderungen $\frac{dn}{dr}$ aufweisen. Diese Brechungsindexänderungen sind Ursache einer Strahlablenkung θ eines Lichtstrahls gegen die ursprüngliche Strahlausbreitungsrichtung. Im Brennpunkt der Linse L befindet sich eine punktförmige Blende bs (sog. 'beamstop') mit Radius ρ_o, die den nichtabgelenkten Strahlanteil absorbiert. In der Bildebene B werden somit nur Objektpunkte abgebildet, die Anlaß einer Ablenkung des Parallellichtstrahles um $\theta > \theta^* = \arctan \frac{\rho_o}{f}$ (3.1) sind, d.h. es werden nur Lichtstrahlen in B abgebildet, deren Ablenkwinkel groß genug ist, um bs zu passieren.

Da in Plasmen nach Gleichung (3.2) die Elektronendichtegradienten proportional zu den die Ablenkung verursachenden Brechungsindexgradienten sind, können mit der Schlierendiagnose Dichtegradienten oberhalb einer von θ* bestimmten unteren

Grenze nachgewiesen werden (vgl. auch / Dav 81, Kog 72, How 84 /).

3.2. Zusammenhang zwischen Brechungswinkel und Elektronendichtegradienten

In voll ionisierten Plasmen ist der Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und Elektronendichte N_e gegeben durch die Dispersionsrelation

$$n = (1 - \frac{N_e}{N_c})^{1/2} \qquad (3.2)$$

mit N_c = kritische oder 'cutoff-' Dichte = $\frac{1}{\lambda_o^2} \cdot \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot c^2 \cdot \varepsilon_o^2 \cdot m_e}{e^2}$

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

λ_o = Wellenlänge des Lichtes im Vakuum

ε_o = Influenzkonstante

m_e = Elektronenruhemasse

e = Elementarladung / Spi 56 /.

Die Kenntnis des Brechungsindex als Funktion des Ortes liefert somit die Elektronendichteverteilung des Plasmas.

Zur Berechnung des Brechungswinkels Θ aus n(r) sei $\left| \frac{dn}{dr} \right| << \frac{n}{\lambda_o}$ (3.3)

vorausgesetzt. Für diesen Fall können zur Berechnung die Gesetze der geometrischen Optik angewendet werden / Bor 59 /.

Die Berechnung erfolgt im Weiteren für Plasmen, die Zylindersymmetrie bezüglich einer zu o.A. senkrechten Achse besitzen.

Dann gilt für einen Lichtstrahl in der Ebene der optischen Achse:

$\Theta = \Theta(p,r,n(r))$ mit

p = Achsenabstand des Lichtstrahles

$n(r)$ = Brechungsindex

r = radialer Abstand von der Achse (vgl. Abb. 3,2)

Θ = Ablenkwinkel des Lichtstrahles

r_o = Radius des Plasmas

Eine einfache geometrische Betrachtung des Problems in Abb. 3,2) ergibt

$$dr = \frac{\Delta}{\tan \gamma} \quad \text{und} \quad d\Psi = \frac{\Delta}{r} \quad , \text{ wobei } r, \Psi \text{ die}$$

Polarkoordinaten von $\vec{r}$ darstellen. Die y-Achse fällt hier mit der optischen Achse zusammen. Daraus folgt

$$\frac{dr}{d\Psi} = r \frac{\cos\gamma}{\sin\gamma} = \frac{r}{\sin\gamma} \cdot \left(1 - \sin^2\gamma\right)^{1/2} \qquad (3.4) \ .$$

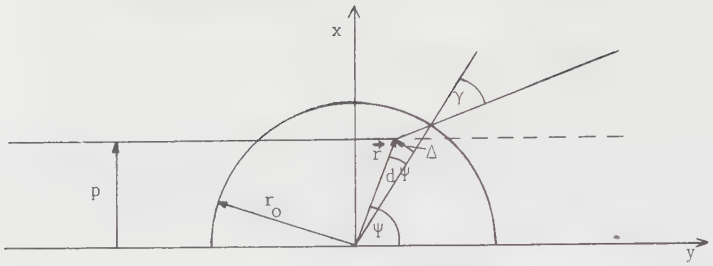


Abb. 3,2) Zur Strahlablenkung eines Lichtstrahles in einem optisch inhomogenen Medium

Wegen (3.3) gilt $p = n(r) \cdot r \cdot \sin\gamma = \text{const.}$ / Bor 59 /,

mit γ= Winkel zwischen Strahltangente und Radiusvektor $\vec{r}$.

Einsetzen in (4.4) liefert dann

$$\frac{dr}{d\Psi} = \frac{r}{p} \cdot \left(n^2(r) \cdot r^2 - p^2 \right)^{1/2} \qquad (3.5)$$

Für r_o = äußerer Plasmaradius = $r(N_e \simeq 0)$ und für kleine Ablenkwinkel Θ lassen sich die Gleichungen für den Strahlengang linearisieren und die Integration über den Strahlweg innerhalb des Plasmas liefert den Ablenkwinkel

$$\Theta(p) = \frac{N}{N_c} \cdot \int_{-(r_o^2-p^2)^{0,5}}^{(r_o^2-p^2)^{0,5}} \frac{1}{N_e} \cdot \frac{\delta N_e}{\delta p}\, dy \qquad (3.6)$$

mit N = maximale Elektronendichte / Shm 78 /.

Eine ausführliche Beschreibung der quantitativen Analyse findet man außer bei / Shm 78 /, bei / Kog 72 / und / Bor 59 /.

Eine andere Schreibweise für (3.6) ist

$$\Theta(n) = \int_s \frac{1}{n} \cdot \vec{e}_n \cdot \text{grad } n \; ds \qquad (3.7)$$

n = Brechungsindex (siehe (3.2)),

s = Weglänge des Lichtstrahles innerhalb des Plasmas,

$\vec{e}_n$ = Einheitsvektor der Kurvennormalen.

3.3. Eigenschaften des optischen Aufbaues in der Schlierendiagnose

Im vorausgehenden Abschnitt wurde die Winkelabhängigkeit der gebrochenen Lichtstrahlen von der Elektronendichteverteilung im Plasma beschrieben. Um aus der Intensitätsverteilung in der Bildebene des optischen Aufbaus die Winkelverteilung der gebrochenen Lichtstrahlen (und umgekehrt) zu erhalten, müssen die Abbildungseigenschaften des verwendeten Linsensystems bekannt sein. Im folgenden Abschnitt wird die Berechnung für ein einlinsiges System durchgeführt, im 'Anhang Optik' erfolgt die Berechnung eines dreilinsigen Abbildungssystems, wie es in der vorliegenden Arbeit Verwendung gefunden hat.

Es soll der Achsenabstand r_2 eines Bildpunktes in der Bildebene B berechnet werden für einen um den Winkel θ_1 von der optischen Achse abgelenkten Lichtstrahl, der mit dem Achsenabstand r_o im Abstand g_1 von der (idealen) Einzellinse L startet (vgl. Abb. 3,3).

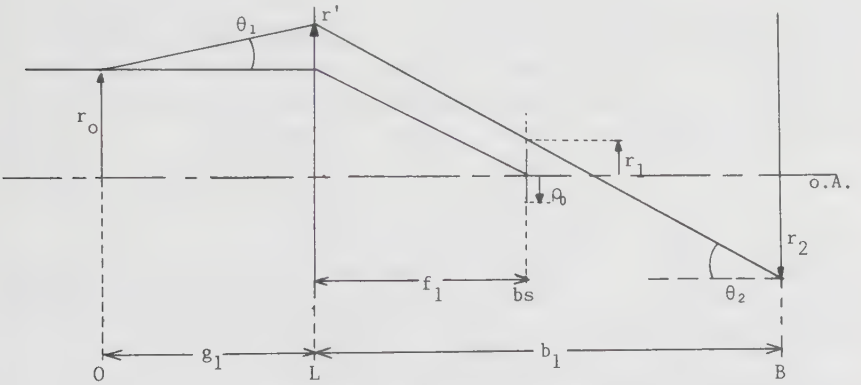


Abb. 3,3) Zur Berechnung des Strahlenganges eines Lichtstrahles mit Hilfe geometrischer Optik;

f_1 = Brennweite der Linse L
b_1 = Abstand der Bildebene B von L
g_1 = Abstand der Objektebene O von L
θ_1 = Winkel eines in O im Achsenabstand r_o abgelenkten Lichtstrahles zur o.A.
o.A.= optische Achse

Mit Hilfe geometrischer Optik läßt sich r_2 leicht berechnen und es gilt:

$$r' = r_o + g_1 \cdot \tan \theta_1$$

$$r_1 = f_1 \cdot \tan\Theta_1$$

$$\Rightarrow \quad \tan\Theta_2 = \frac{r_2+r_1}{b_1-f_1} = \frac{r'-r_1}{f_1}$$

$$\Rightarrow \quad r_2 = \frac{b_1-f_1}{f_1} \cdot (r' - r_1) - r_1$$

$$= \frac{b_1-f_1}{f_1} \cdot (r_o+g_1\cdot\tan\Theta_1 - f_1\cdot\tan\Theta_1) - f_1\cdot\tan\Theta_1$$

$$= \frac{b_1-f_1}{f_1} \cdot r_o + \frac{1}{f_1} \cdot (b_1\cdot g_1 - b_1\cdot f_1 - g_1\cdot f_1)\cdot\tan\Theta_1$$

oder

$$r_2 = Q \cdot r_o + p \cdot \tan\Theta_1 \qquad (3.8)$$

$Q = \frac{b_1-f_1}{f_1}$ ist die Lateralvergrößerung des Abbildungssystems,

$p = \frac{b_1\cdot g_1 - b_1\cdot f_1 - g_1\cdot f_1}{f_1}$ ist ein Maß für die sphärische Aberration der Linse L.

Damit sind die die Abbildung bestimmenden geometrischen Größen Q und P bestimmt, die Rücktransformation von r_2 nach r_o hat die einfache Form

$$r_o = \frac{1}{Q} \cdot (r_2 - P \cdot \tan\Theta_1) \qquad \text{(vgl. / Dec 85 /).}$$

Die Berechnung wird im 'Anhang Optik' in analoger Weise für ein dreilinsiges System durchgeführt. Das Ergebnis läßt sich ebenfalls in die einfache mathematische Form von Gleichung (3.8) bringen (siehe 'Anhang Optik').

3.4. Quantitative Interpretation schlierenoptischer Messungen

Um von der Winkelverteilung $\Theta(p,N_e)$ auf die Dichteverteilung $N_e(r)$ in einem Plasma schließen zu können, muß Gleichung (3.6) nach N_e aufgelöst werden. Da es sich um eine nichtlineare Integralgleichung handelt, ist dies analytisch nur für einige Spezialfälle für $N_e(r)$ möglich. Für parabolische Dichteverteilungen ist dies bei / Kog 72 / und bei / Shm 78 / dargestellt.
Für hyperbolische Dichteverteilungen wurde von G. Decker et al. ein geändertes Verfahren angewendet. In diesem Fall werden die Lichtstrahlen durch Teilchen in einem hypothetischen Feld ersetzt. Dieses Kraftfeld wird mathematisch über

die Hamilton - Jacobi - Gleichung beschrieben:

$$(\nabla \cdot S)^2 = 2 \cdot m \cdot \left[E - U(\vec{r})\right] \quad ,$$

S = Hamilton - Jacobi - Funktion

m,E = Masse bzw. Energie der Teilchen

U = äquiv. Potential des hypothetischen Feldes;

diese wird mit der Eikonalgleichung

$$(\nabla \cdot L)^2 = n^2(\vec{r})$$

L = optische Weglänge

verglichen und die Bewegung der die Lichtstrahlen simulierenden Teilchen im Potential U berechnet / Dec 85 /.

Die so errechneten Schlierenbilder werden mit den gemessenen verglichen und durch Variation der Parameter der angenommenen Dichteprofile bestmöglich angepaßt. Auf diese Weise werden sowohl für Hohlzylinder als auch für Vollzylinder Näherungsformeln für Abmessungen, maximale Dichten und Dichtegradienten erhalten.

Für ein Profil der Form

$$N_e(r) = \frac{N_o}{2} + \frac{N-N_o}{2} \cdot \tanh\left(\frac{r-r_1}{d_1}\right) \cdot \tanh\left(\frac{r-r_2}{d_2}\right) \qquad (3.9)$$

mit

N = maximale Elektronendichte

N_o = Elektronendichte innerhalb des Hohlzylinders

r_1, r_2 = innerer bzw. äußerer Radius des Plasmas

d_1, d_2 = Breite des inneren bzw. äußeren Elektronendichtegradienten,

vgl. Abb. 3,4), werden von Decker et al. folgende Näherungsformeln für die Ablenkwinkel der auftretenden Intensitätsmaxime angegeben:

$$\theta_1 = \alpha \cdot \lambda_o^2 \cdot N \cdot \left(\frac{r_2}{d_2}\right)^{1/2} \qquad (3.10)$$

α wurde von Decker et al. experimentell zu $\alpha = 6{,}9 \cdot 10^{-14}$ cm bestimmt. Lichtstrahlen, die dieses Intensitätsmaximum hervorrufen, stammen aus dem Bereich des äußeren Dichtegradienten des Plasmas.

Der Winkel

$$\theta_2 = A \cdot \lambda_o^2 \cdot N \cdot \frac{r_1+r_2}{(3\cdot r_2^2-2\cdot r_1\cdot r_2-r_1^2)^{1/2}} \qquad (3.11)$$

hängt von der maximalen Elektronendichte und den Abmessungen des Plasmas, nicht aber von Dichtegradienten ab. Der zugehörige Peak in der Intensitätsverteilung erscheint allerdings nur bei Anwesenheit eines Plateaus in der Elektronendichteverteilung (vgl. Abb. 3,4)). Das Intensitätsmaximum bei

$$\theta_3 = A \cdot \lambda_o^2 \cdot N \cdot \frac{r_1}{(r_2^2-r_1^2)^{1/2}} - \alpha \cdot \lambda_o^2 \cdot (N-\bar{N}_o)\cdot\left(\frac{r_1}{d_1}\right)^{1/2} \qquad (3.12)$$

$$\text{mit } A = 8{,}9 \cdot 10^{-14} \text{ cm}$$

hängt sowohl von den Abmessungen des Plasmas als auch von den Dichtegradienten ab und gilt für

$$\delta = (r_2-r_1) - 2\cdot(d_1+d_2) < 4\cdot(d_1+d_2).$$

Werden in der Schlierenfotografie nicht nur das zu θ_1 gehörende Intensitätsmaximum beobachtet, sondern auch θ_2 bzw. θ_3, so können die Gleichungen (3.8) bis (3.12) miteinander kombiniert werden und liefern eine Ungleichungskette zur Abschätzung von maximaler Elektronendichte, Dichtegradienten und geometrischer Abmessungen des Plasmas.

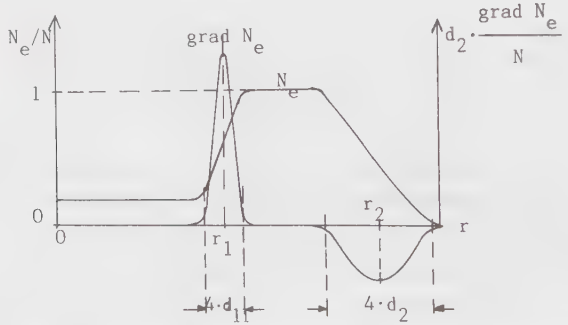


Abb. 3,4) Zur Nomenklatur der in Ref. / Dec 85 / benutzten Elektronendichteprofile für axialsymmetrische Plasmen.

Man erhält für die Abschätzung der maximalen Elektronendichte N:

$$\frac{\theta^*}{\alpha\cdot\gamma\cdot\lambda_o^2}\cdot\left(\frac{\delta}{r_o}\right)^{1/2} < N < \frac{\delta'}{2\cdot P'\cdot\alpha\cdot\gamma\cdot\lambda_o^2}\cdot\left(\frac{\delta}{r_o}\right)^{1/2} \qquad \text{(AQ 8)}$$

Für die Schichtdicke δ gilt

$$\frac{\lambda_o}{4\cdot\theta^*} < \delta < \frac{1}{Q'}\cdot(\delta' - 2\cdot P'\cdot\theta^*) \qquad \text{(AQ 4)}$$

und für den Plasmenradius r_o:

$$\frac{1}{Q'} \cdot (r_{22} + P' \cdot \Theta^*) < r_o < \frac{1}{Q'} \cdot (r_{21} - P' \cdot \Theta^*) \qquad \text{(AQ 1)}$$

Für Plasmahohlzylinder lassen sich damit maximale Elektronendichte, Schichtdicke und mittlerer Radius aus experimentell gewonnenen Daten gewinnen. Die Gleichungen (3.10) bis (3.12) und (AQ 8) liefern außerdem eine Abschätzung der (mittleren) Elektronendichtegradienten.

3.5. Die Lichtquelle des Schlierendiagnosesystems: Der Stickstofflaser

3.5.1. Prinzip des Stickstoffsuperstrahlungslasers

Der hier verwendete Lasertyp geht zurück auf H. Heard und D. A. Leonard / Hea 63, Leo 65 / und wurde theoretisch zuerst von E. T. Gerry / Ger 65 /, später von verschiedenen anderen Autoren untersucht, so z.B. von A. W. Ali et al., B. Godard, W. A. Fitzsimmons et al. / Ali 67, God 74, Fit 76 /.
Der benutzte Übergang mit einer Wellenlänge von 337,1 nm findet zwischen elektronischen Zuständen des N_2-Moleküls statt. Beteiligt sind als oberes Niveau das $C^3\Pi_u$-Band des Moleküls sowie als unteres Laserniveau das $B^3\Pi_g$-Band. Die natürlichen Lebensdauern der Niveaus sind etwa 36 ns für $C^3\Pi_u$ und etwa 6 - 8 µs für $B^3\Pi_g$ / God 74 /.
Nach / Wag 64 / ist die Lebensdauer für $C^3\Pi_u$ druckabhängig gemäß:

$$\tau = \tau_o \cdot (1 + \frac{p}{p'})^{-1}$$

τ_o = 36 ns = natürliche Lebensdauer,
p' = charakteristischer Druck bezüglich Stoßabregung
≃ 7700 Pa / Leg 63 /;

das bedeutet, daß mit zunehmendem Druck die Lebensdauer des oberen Zustandes abnimmt und z.B. für $2{,}5 \cdot 10^4$ Pa nur noch etwa 8 ns beträgt. Da die Lebensdauer des unteren Niveaus groß ist gegen die des oberen Laserniveaus, kann eine Besetzungsinversion nur für kürzere Zeiten als die Lebensdauer des oberen Niveaus aufrechterhalten werden, die Laserpulse werden deshalb auf "natürliche" Weise auf einige Nanosekunden begrenzt: Der Stickstofflaser ist ein sog. 'self terminating' Laser. Für Arbeitsdrücke größer als 10^5 Pa wird die Pulsdauer deutlich kürzer als 1 ns / Her 75, Str 76 /.
Dies bedeutet andererseits, daß mit so hohen Pumpleistungen gearbeitet werden muß, daß eine Inversion in Zeiten, die klein sind gegen die Lebensdauer von $C^3\Pi_u$, erreicht wird / Ali 67 /. Die kurze Lebensdauer zusammen mit dem großen Wirkungsquerschnitt für induzierte Emission, d.h. großer Verstärkung / Leo 65 / führt zu einem schnellen Abbau der Inversion und zur Aussendung eines Laserpulses, ohne daß ein Resonator notwendig ist. Laser mit dieser Eigenschaft werden "Superstrahlungslaser" genannt.
Die notwendige hohe Pumpleistung läßt sich technisch am einfachsten über Elektronenstoßanregung in einer transversalen Gasentladung erzielen / Hea 63, Leo 65, Shi 67 /.

Eine ausführliche Analyse der Kopplung von Entladekreis und Gasentladung findet man bei A. W. Ali et al., bei / Kra 81 / sowie W. A. Fitzsimmons et al.. Die wohl am weitesten verbreitete Schaltung für transversal angeregte Gasentladungslaser ist die sog. Blümlein - Schaltung / Shi 67, Shw 76, Her 75, Wag 73, Has76, Lev 74, Ste 74, Str 76, Ber 76, Hug 78, Hug 79 /:

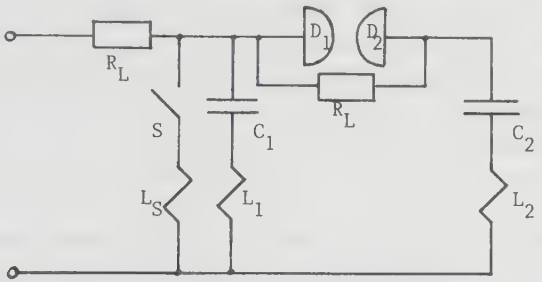


Abb. 3,6) Prinzipschaltbild einer Blümleinschaltung für transversal angeregte Gasentladungslaser

$D_{1/2}$: Elektroden
$C_{1/2}$: Kapazitäten zur Speicherung el. Energie
R_L : Ladewiderstände
S : Schalter
L_S : Induktivität des Schalters
$L_{1/2}$: Schaltungsinduktivitäten;

Die beiden Kondensatoren C_1 und C_2 werden über die Ladewiderstände R_V bzw. R_L auf die gleiche Spannung U_o aufgeladen, so daß an den Entladeelektroden D_1 und D_2 die Spannungsdifferenz O V beträgt. Wird ein Schalter S geschlossen, so fängt der linke Teil der Schaltung, bestehend aus der Kapazität C_1, der Zuleitungsinduktivität L_S, an zu schwingen. Die Spannung an D_1 ändert sich sinusförmig gemäß

$$U_{D_1} = U_o \cdot \cos\omega \cdot t \qquad \text{mit } \omega = \left((L_S + L_1)C_1\right)^{-1/2} .$$

Nach einer halben Periode liegt an D_1 die Spannung

$$U_{D_1} = -U_o$$

und damit an D_1 und D_2 die

Spannungsdifferenz $U_{D_2} - U_{D_1} = 2 \cdot U_o$.

Im Idealfall liegt also an den Laserelektroden die doppelte Ladespannung. Zwischen den Elektroden $D_{1/2}$ befindet sich das Lasermedium, in diesem Fall

molekularer Stickstoff. Bei Erreichen der dynamischen Zündspannung zwischen D_1 und D_2 zündet die transversale Gasentladung, und die in der Entladung beschleunigten Elektronen regen über Stoßprozesse die Stickstoffmoleküle an. Bei Erreichen einer Besetzungsinversion der beiden Laserniveaus wird ein intensiver Laserpuls (senkrecht zur Zeichenebene!) abgestrahlt.
C_1 und C_2 können sowohl als Koaxial- oder Streifenleiter ausgebildet sein, z.B. in Form einer gedruckten Schaltung, als auch aus diskreten Bauteilen wie z.B. keramischen Kondensatoren aufgebaut sein (vgl. dazu / Kag 82, Nag 73 /). Der Aufbau als Streifenleiter hat den Vorteil sehr niedriger Induktivität. Da für die Schaltungsimpedanz Z gilt

$$Z = \left(\frac{L_{ges}}{C}\right)^{1/2} ,$$

erreicht man somit eine niedrige Impedanz und damit eine sehr gute Ankopplung an das niederimpedante Entladeplasma, d.h. auch einen guten Wirkungsgrad. Ungünstig sind die kleine Energiespeicherdichte und mechanisch schwieriger Aufbau. Mechanisch einfacher bei gleichzeitig hoher Energiespeicherdichte ist der Aufbau mit keramischen Kondensatoren.
Nachteilig sind hier die i.A. deutlich größeren Schaltungsinduktivitäten und damit ein meist geringerer Wirkungsgrad sowie eine geringere Geschwindigkeit der Schaltung. Von Vorteil ist der kompakte Aufbau, der sich erreichen läßt, und der bei der Anwendung als Lichtquelle für Diagnosezwecke im Labor von Bedeutung sein kann. Trotz der erwähnten Nachteile fiel die Entscheidung in dieser Arbeit zugunsten der keramischen Kondensatoren aus, auch weil im Fall eines Defekts nur der betroffene Kondensator ausgetauscht werden muß und nicht der gesamte Entladekreis.

3.5.2. Experimenteller Aufbau des Lasers

Der Laser läßt sich in drei wesentliche Bestandteile aufspalten:

a) Den eigentlichen Laser, bestehend aus Entladeelektroden und Gassystem (sog. Laserkopf) und dem Entladekreis;
b) Den Schalter, der die elektrische Leistung von mehr als 10^8 W möglichst schnell, zuverlässig und ohne große zeitliche Schwankung (Jitter) schalten muß;
c) Die Ansteuerschaltung für den Schalter, die den Schalter ohne Zeitverzug (Delay) und ohne Jitter sicher auslöst.

Da alle Komponenten im Rahmen dieser Arbeit einzeln entwickelt wurden, werden

sie im Folgenden kurz beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet sich im Anhangteil.

3.5.2.1. Entladekreis und Laserkopf

Der Entladekreis des Lasers wurde in Form einer Blümleinschaltung mit keramischen Kondensatoren aufgebaut, siehe dazu den 'Anhang Laser'.
Der Laserkopf, d.h. der eigentliche Entladebereich, besteht aus zwei Aluminiumelektroden von 380 Millimetern Länge in einem Plexiglasgehäuse.
Der Elektrodenabstand beträgt 5 mm, die Höhe des aktiven Volumens etwa 4 mm.
Entladekreis und Laserkopf sind in einem 70 x 120 x 600 mm großen Teil des Gehäuses mit den Maßen 70 x 250 x 600 mm untergebracht, das zusätzlich die Ansteuerelektronik für den Schalter, Regulierventile für Schalter- und Laserdruck, ein Manometer für den Druck im Laserkopf und eine Meßröhre zur Messung des Druckes im Schalter beherbergt. Als externe Anschlüsse werden lediglich die Gasversorgung mit trockenem Stickstoff, eine Pumpleitung zum Anschluß einer Vakuumpumpe, eine Verbindungsleitung zum Druckmeßgerät für den Schalterdruck, die 500 V Versorgungsspannung für die Ansteuerelektronik sowie der Triggereingang der Ansteuerelektronik benötigt.
Von entscheidender Bedeutung für die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit des Lasers ist der Schalter S in Abb. 3,6). Er muß Ströme von etwa 10 kA in Zeiten von weniger als 20 ns schalten können. Er muß triggerbar sein, der Zeitverzug zwischen Triggersignal und Zünden des Schalters sollte ebenfalls nicht wesentlich größer als 20 ns sein.
Um die statistische Schwankung (Jitter) des Laserpulses so klein wie möglich zu halten, die wesentlich vom Jitter des Schalters bestimmt wird, sollte dieser nicht mehr als 1 ns betragen.
Weitere Beschränkungen in der Auswahl des Schalters bestehen in der Baugröße und in der Fehlanpassung von Blümleinschaltung und Laserplasma. Da das Laserplasma wesentlich niederohmiger ist als dies der Impedanz des Blümleinkreises entspricht, wird nur ein Teil der kapazitiv gespeicherten Energie im Laserplasma verbraucht. Dies führt zu einem (gedämpften) Schwingen des Entladekreises.
Da Schalter S ein Teil des Entladekreises ist, fließt durch ihn zeitweise ein Strom in entgegengesetzter Richtung wie zu Anfang des Entladevorganges. Der Schalter muß deshalb eine Stromumkehrverträglichkeit von mehr als 60 % bei Maximalströmen von 10 kA aufweisen.

Diese Einschränkungen führen dazu, daß kommerziell erhältliche Wasserstoffthyratrons nur bedingt geeignet sind, wobei eine stark verringerte Lebensdauer in Kauf genommen werden muß / WRS 83 /.
Getriggerte Luftfunkenstrecken ('spark gaps') benötigen hohe Triggerleistungen bei Triggerspannungen von 10 kV und mehr. Dadurch wird die Ansteuerschaltung zur Erzeugung dieser Triggerpulse sehr aufwendig, der Delay in der Ansteuerschaltung wird relativ groß; zudem ist der bei getriggerten spark gaps erzielbare Jitter mit minimal 5 - 10 ns zu groß / WRS 83 /.
Prinzipiell die gleichen Einschränkungen gelten für die (zudem noch hochinduktiven) "vakuum spark gaps" / War 82 /.
Deshalb fiel die Entscheidung zugunsten der Neuentwicklung eines geeigneten Schalters nach dem Prinzip einer gleitfunkengetriggerten Pseudofunkenentladung / Blo 83 /.

3.5.2.2. Der Pseudofunkenschalter

Die Pseudofunkenentladung ist eine Hochspannungs - Niederdruckgasentladung mit einer Zündspannungs - Zünddruckkennlinie entsprechend dem für kleine Druckwerte steil ansteigenden Bereich der sog. Paschen-Kurve / Chr 79, Shu 79, Har 81, Ang 82, Rat 83, Ben 85 /.
Die einfachste Geometrie, in der eine Pseudofunkenentladung beobachtet wird, besteht aus zwei parallelen Elektroden, wobei die als Kathode dienende Elektrode durchbohrt ist und der Kathodenaußenraum ausreichend groß ist bzw. die Kathodenbohrung (Hohlkathode) bestimmte Mindestabmessungen aufweist / Har 81 /.
Diese Gasentladung läßt sich problemlos bis über 100 kV betreiben / Shu 79 /.
Bisher erwiesen sich zwei Methoden als geeignet zur Triggerung der Pseudofunkenentladung:

a) Das Erzeugen einer Oberflächenentladung über eine Isolatoroberfläche im Kathodenbereich / Blo 83 /, eine bewährte Methode bei getriggerten Hochdruck- spark gaps und 'vakuum spark gaps' / Laf 66, Far 66, Gre 79 /
b) Die sog. "Ladungsinjektionstriggerung", bei der Elektronen mit Hilfe eines Hochspannungsimpulses in den Schalterbereich beschleunigt werden. Die Elektronen werden mit einer Hilfsentladung im Kathodenrückraum, beschrieben bei / Mec 84, Mec 85 /, erzeugt.

Der Ladungsinjektionstrigger nach Mechtersheimer hat den Vorteil einer sehr großen Lebensdauer, da er praktisch verschleißfrei arbeitet. Auch der erreichbare Jitter ist ausreichend klein und beträgt minimal etwa 1 ns. Von Nachteil

ist der Delay von mehr als 100 ns.

Die Gleitentladungstriggerung hat den Vorteil wesentlich kürzerer Delayzeiten von weniger als 30 ns. Der Jitter liegt ebenfalls bei etwa 1 ns. Der Nachteil der deutlich geringeren Lebensdauer von etwa $5 \cdot 10^4$ Impulsen bei Maximalströmen von 8 - 9 kA spielt bei der Verwendung in einem Diagnosesystem, das im Einzelpulsbetrieb benutzt wird, nur eine kleine Rolle, zumal der Schalter durch "Konditionieren" (vgl. Anhang 'Schalter') des Triggers wieder regeneriert werden kann.

Aufbau und Funktionsweise des Pseudofunkenschalters sind im Anhang 'Schalter' näher beschrieben.

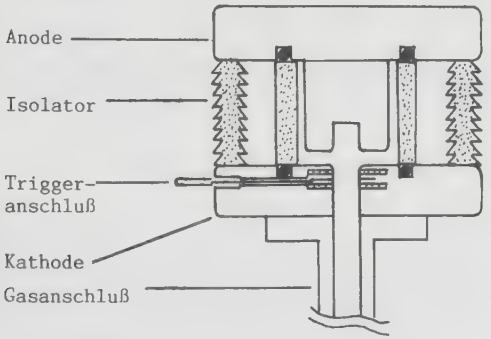


Abb. 3,7) Querschnitt durch den Pseudofunkenschalter

In der folgenden Tabelle sind die Daten des Schalters zusammengefaßt:

Arbeitsspannungsbereich	2 - 18	kV
Arbeitsdruckbereich (N_2)	10 - 16	Pa
Delay	< 30	ns
Maximalstrom	> 10	kA
Stromanstiegsgeschwindigkeit	$\approx 5 \cdot 10^{11}$	A/s
Lebensdauer	$> 5 \cdot 10^5$	
Lebensdauer Trigger (regenerierbar!)	$> 5 \cdot 10^4$	
Energie des Triggerpulses	0,4	mJ
Amplitude des Triggerpulses		
statisch ($t_{rise} > 10^{-6}$ s)	> 500	V
dynamisch ($dU/dt \geq 3 \cdot 10^{11}$ V/s)	> 1500	V
Abmessungen: Höhe (ohne Gasanschluß)	35	mm
Durchmesser	50	mm

Tab. 3,8) Daten des für den Stickstofflaser entwickelten Pseudofunkenschalters

Zur Ansteuerung des Schalters wird eine Schaltung benötigt, die den Kriterien aus Tab. 3,9) genügt. Da kein kommerziell angebotenes Gerät alle Anforderungen gleichzeitig erfüllt, wurde die im folgenden Kapitel 3.5.2.3. beschriebene Schaltung entwickelt.

Delay	< 20 ns	
Jitter	≤ 100 ps	
Amplitude	≥ 2 kV	an eine Last von 20 pF
Anstiegszeit	10 ns	
Wiederholfrequenz	> 10 s^{-1}	
Lebensdauer	> 10^6	
kurzschlußfest	ja	
Triggerpegel	< 10 V	

Tab. 3,9) Anforderungen an die Ansteuerelektronik zur Triggerung des Pseudofunkenschalters

3.5.2.3. Die Ansteuerelektronik für den Pseudofunkenschalter

An die Ansteuerelektronik für den Betrieb von Gleitentladungstriggern werden hohe Anforderungen gestellt. Zum einen soll die von der Elektronik verursachte Zeitverzögerung so klein wie möglich, in jedem Fall aber kleiner als 20 ns sein. Der Jitter sollte deutlich kleiner als der des Pseudofunkenschalters sein, um die Daten des Gesamtsystems nicht negativ zu beeinflussen. Diese beiden Forderungen schließen Schaltungen mit Gasentladungsröhren wie Thyratrons oder Krytrons von vornherein aus. Schaltungen mit Vakuumelektronenröhren sind bei Amplituden von 2 kV und Anstiegszeiten von weniger als 10 ns sehr aufwendig und voluminös und ein Delay von weniger als 20 ns ist gleichzeitig kaum zu erreichen.
Eine Möglichkeit, die genannten Forderungen zu erfüllen, ist die Verwendung von Festkörperschaltelementen, insbesondere von Transistoren im Avalanchebereich. Da keine Transistoren existieren, die Spannungen von 2 kV direkt schalten können, müssen mehrere Transistoren in Serie geschaltet werden. Das hier verwendete Prinzip der Marxgeneratorschaltung, bei dem mehrere parallel aufgeladene Kondensatoren in Reihe geschaltet werden / Sch 67 / hat den Vorteil, daß die Betriebsspannung bei n Stufen nur etwa den n^{-1}-ten Teil der gewünschten Pulsamplitude beträgt. Dies trägt wesentlich zur Erhöhung der Betriebssicherheit und der Vereinfachung der Schaltungsauslegung bei.
Da das Plasma des Triggerfunkens eine sehr niederimpedante Last darstellt,

mußte großer Wert auf die Kurzschlußfestigkeit der Schaltung auch im Dauerbetrieb gelegt werden.
Die Schaltung sowie die Auswahl dafür geeigneter Transistoren sind ausführlich im 'Anhang Elektronik' beschrieben. Tabelle 3,10)faßt die damit erreichten Daten zusammen.

Amplitude	offener Ausgang (≥ 1 kΩ)	$\geq$ 2,1 kV
	an 50 Ω	$\geq$ 1 kV
Anstiegszeit	offener Ausgang (≥ 1 kΩ)	< 2 ns
	an 25 pF	$\simeq$ 5 ns
	an 50 Ω	$\simeq$ 4 ns
Wiederholfrequenz		300 s^{-1}
Delay		12 ns
Jitter		<< 100 ps
Kurzschlußfestigkeit		ja
Lebensdauer		> 10^6 Pulse
Triggerpegel		$\simeq$ 3 V

Tab. 3,10) Daten der Ansteuerelektronik für den Pseudofunkenschalter;

Diese Schaltung erfüllt alle Anforderungen, die bei der vorgesehenen Anwendung an sie gestellt werden. Der Triggerfunke wird bei konditioniertem Triggerisolator mit einer Verzögerung von 12 ns und einem Jitter von etwa 100 ps ausgelöst.

3.5.3. Experimentelle Daten des Lasersystems

3.5.3.1. Delay und Jitter des Laserpulses

Der Delay des gesamten Lasersystems, bestehend aus Ansteuerelektronik, Schalter und Laserkopf, setzt sich zusammen als Summe der Delays der einzelnen Komponenten. Der Anteil der Elektronik einschl. Oberflächentrigger beträgt etwa 12 ns (Kap. 3.5.2.3. mit 'Anhang Elektronik'). Der Delay des Schalters ist abhängig vom Druck im Schalter (siehe 'Anhang Schalter', Abb. 5) und der zu schaltenden Spannung U_L. Für Spannungen zwischen 12 kV und 15 kV ist die Druckabhängigkeit im Bereich 10 - 15 Pa N_2 klein, der Delay beträgt 22 ± 2 ns.
Gemessen wurde hier die Zeit vom Durchzünden des Oberflächenfunkens bis zu dem Punkt, bei dem die Spannung am Schalter um 10 % gesunken ist.
Der im Laserkopf entstehende Delay hat zwei Ursachen:

a) Die Umschwingzeit t_c des Entladekreises (bestehend aus den Kapazitäten C_1, den Leitungsinduktivitäten L und dem Schalter), d.h. die Zeit vom Zünden des Schalters bis zum Anliegen einer ausreichend großen Potentialdifferenz an den Entladeelektroden;

b) Die Zeit t_b vom Anliegen dieser Spannung bis zum Einsetzen der transversalen Gasentladung bzw. dem Auftreten des Laserpulses.

Für optimalen Energieübertrag vom Entladekreis auf die Gasentladung sollte die Spannung am Schalter gerade $-U_L$ betragen, wenn die transversale Gasentladung einsetzt. Die dafür benötigte Zeit t_c ist die halbe Periodendauer einer Schwingung $U_S(t) = U_L \cdot \cos\omega \cdot t$ mit $\omega = (L \cdot C_1)^{-1/2}$,

d.h. für t_c gilt $t_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot (L \cdot C_1)^{1/2}$.

In der Praxis zündet die transversale Entladung beim ersten Nulldurchgang von $U_S(t)$, d.h.

$$t_c = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot (L \cdot C_1)^{1/2} \quad .$$

Da C_1 die im Entladekreis gespeicherte Energie bestimmt, kann eine Verkürzung von t_c nur über eine Verringerung der Kreisinduktivität L erreicht werden. Mit den im 'Anhang Laser' erwähnten, die Kondensatoren umgebenden Aluminiumelektroden konnte L um 40 % und damit t_c um 22 % auf 19 ns verringert werden. Die Zeit vom Beginn der transversalen Entladung bis zur Emission des Laserpulses ist abhängig von U_L und dem Druck im Laser und beträgt etwa 10 ns.

Die gesamte Zeitverzögerung, die sich als Summe der genannten Verzögerungszeiten berechnet, ist damit 63 ns. In Abb. 3,11) ist die zeitliche Zuordnung der Signale Triggersignal - Hochspannungstriggerpuls - Spannung am Schalter - Laserpuls wiedergegeben. Der Laserpuls wurde dabei in 1 m Abstand vom Laser mit einer schnellen Si - Photodiode (Typ BPF 24, Valvo, Eigenanstiegszeit < 1 ns) registriert.

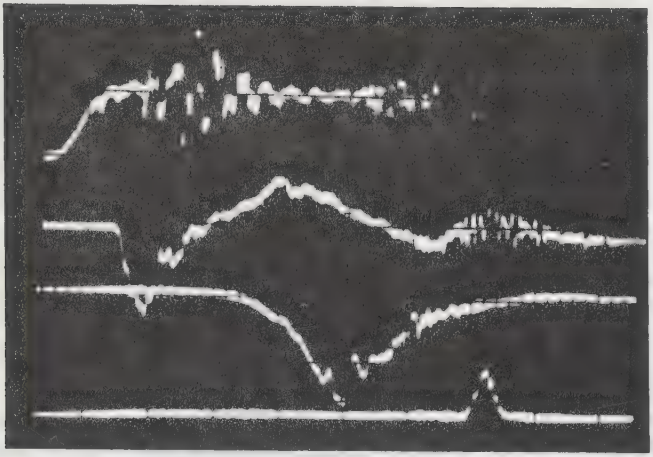


Abb. 3,11) Delay der einzelnen Laserkomponenten

horizontal:	10 ns/Skt
von oben nach unten:	
Triggersignal	5 V/Skt
Ausgangsspannung Triggerpulser	1 kV/Skt
Spannung am Schalter	10 kV/Skt
Laserpuls	willkürliche Einheiten

Die statistische Verteilung des Zeitpunktes der Lasertätigkeit zeigt die Abb. 3,12). Der Kanalabstand des Vielkanalspektrums beträgt 400 ps, die Zählrate im Maximum entspricht 27 cts/Kanal.

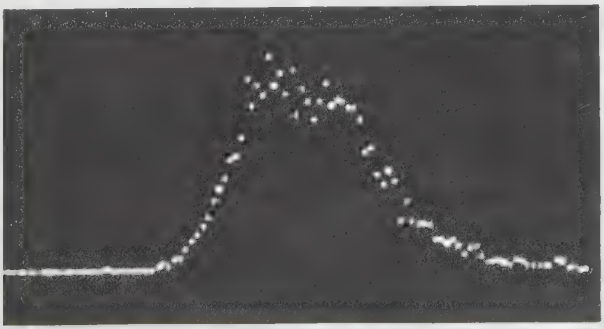


Abb. 3,12) Vielkanalspektrum (Zeitspektrum) des Laserpulses
Kanalabstand 400 ps; Laser ohne Vorionisierungselektrode betrieben

Die volle Halbwertsbreite entspricht 10 ns, d.h. einem Jitter von 5 ns. In beiden Fällen (Abb. 3,11) und 3,12)) war der Druck im Laser 10^4 Pa N_2, der Druck im Schalter 15 Pa N_2 und die Ladespannung 15 kV.
Der Laser wurde dabei ohne die im 'Anhang Laser' beschriebene Vorionisierungselektrode V betrieben. Mit dieser Vorionisierungselektrode wird der Jitter auf etwa 1 ns herabgesetzt, zu sehen in Abb. 3,13).

Abb. 3,13) Jitter des Laserpulses beim Betrieb mit Vorionisierungselektrode
horizontal: 2 ns/Skt
vertikal: 200 mV/Skt
Überlagert wurden 20 Laserpulse auf R 7912 Transientenrecorder (Tektronix);
Arbeitsdruck des Lasers $2 \cdot 10^4$ Pa N_2 , Ladespannung 15 kV.

Der Laserpuls wurde wieder mit der Si - Photodiode BPF 24 (s.o.) gemessen und 20 aufeinanderfolgende Einzelpulse registriert. Die Amplitudenschwankung beträgt weniger als 25 % gegenüber 37 % beim Betrieb ohne Vorionisierung.
Der optimale Arbeitsdruck im Laser mit Vorionisierung liegt bei $3 \cdot 10^4$ Pa N_2, ohne dagegen bei $5 \cdot 10^3$ Pa N_2. Dementsprechend ist auch die Ausgangsleistung bei Betrieb mit Vorionisierungselektrode höher, zu sehen in Abb. 3,14). Hier ist die mittlere Ausgangsleistung des Lasers, gemittelt über je 10 Entladungen, als Funktion des Druckes im Laser dargestellt. Für Drücke $< 10^4$ Pa N_2 ist der Kurvenverlauf für die Fälle mit bzw. ohne Vorionisierung nahezu identisch, das Maximum bei $3 \cdot 10^4$ Pa wird jedoch nur mit Vorionisierungselektrode erreicht;

gestrichelt gezeichnet ist der Verlauf ohne Vorionisierung.

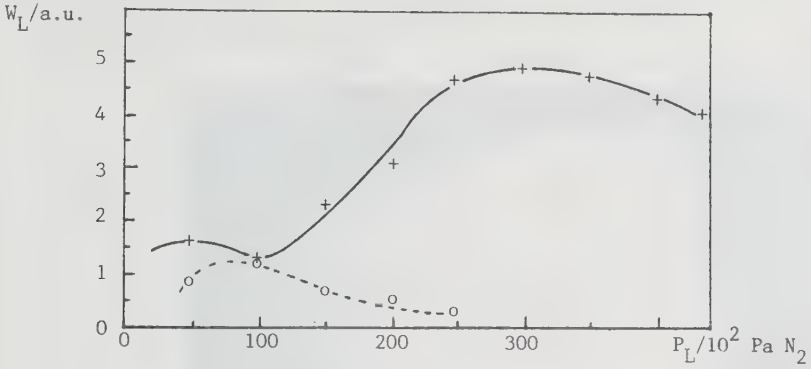


Abb. 3,14) Einfluß des Arbeitsdruckes im Laser auf die Ausgangsleistung

durchgezogene Linie:	mit Vorionisierungselektrode
gestrichelt:	ohne Vorionisierungselektrode
Ladespannung:	15 kV
Druck im Schalter:	15 Pa N_2

Mit Hilfe der Vorionisierungselektrode wird somit eine wesentlich bessere Reproduzierbarkeit des Laserpulses, zusätzlich zu einer deutlich höheren Ausgangsleistung, erreicht. Der Strahlquerschnitt beim Verlassen des Lasers beträgt 3,4 x 5 mm, die Pulsdauer (FWHM) 3,4 ns bei $2 \cdot 10^4$ Pa Stickstoff im Laser und einer Ladespannung von 15 kV (siehe Abb. 3,13).

3.5.3.2. Strahlquerschnitt und -homogenität

Um mit dem Laser quantitative Plasmadiagnostik zu betreiben, ist sowohl eine gute Reproduzierbarkeit der Amplitude als auch eine hohe Strahlhomogenität notwendig. Die Schwankung der Amplitude von weniger als 25 % entspricht einer Schwankung von $1/10^o$ Din der Empfindlichkeit von fotografischem Material, einem Wert, der etwa der Empfindlichkeitstoleranz bei der Herstellung entspricht und von modernen Filmen problemlos verkraftet wird.
Zur quantitativen Auswertung von Schlierenfotografien sollte die Strahlhomogenität im genutzten Teil des Laserstrahles besser als 90 % sein. Da der Strahl den Laser mit einem Querschnitt von 3,4 x 5 mm verläßt, ist eine Strahlaufweitung notwendig. In Abb.3,15) ist der um den Faktor 18 aufgeweitete Strahl wiedergegeben. Deutlich erkennbar ist der rechteckige Strahlquerschnitt.

Einen Scan der Helligkeitsverteilung von Abb. 3,15) in horizontaler Richtung zeigt Abb. 3,16). Etwa 50 % des Strahlquerschnittes sind nutzbar; in vertikaler Richtung sind es etwa 60 %, d.h. 30 % der Fläche des aufgeweiteten Strahles können zur Diagnose verwendet werden.

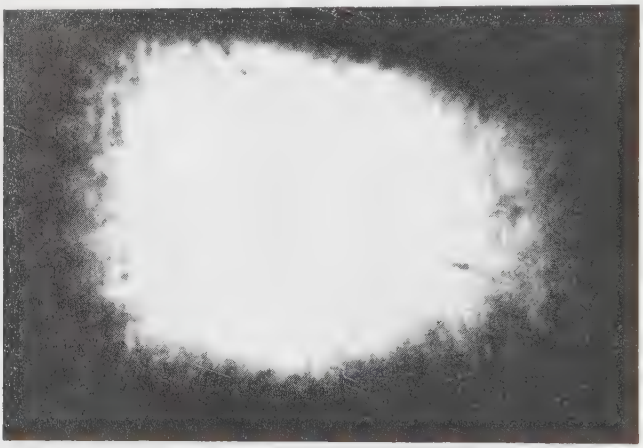


Abb. 3,15) Fotografie des aufgeweiteten Laserstrahls
Aufweitungsfaktor 18 x
Ladespannung: 15 kV
Druck im Laser: $2 \cdot 10^4$ Pa N_2

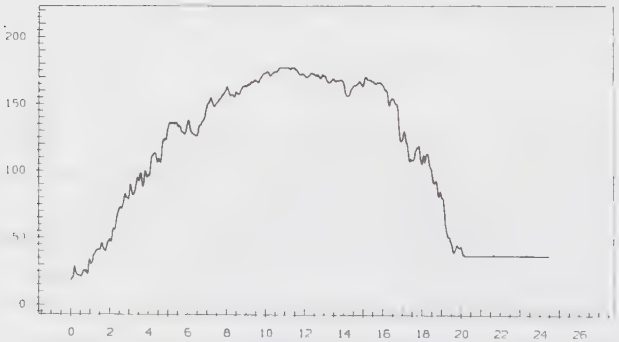


Abb. 3,16) Horizontaler Scan der Intensitätsverteilung von Abb. 3,15)
Schnitt durch die Bildmitte

Die Divergenz des Strahls beträgt in horizontaler Richtung $7{,}5 \cdot 10^{-3}$ rad, in vertikaler Richtung etwa $3 \cdot 10^{-3}$ rad. In der Tabelle 3,17) sind alle Daten des Lasersystems zusammengefaßt.

Arbeitsspannung	/kV	12 - 15
Arbeitsdruck Laser	/10^4 Pa N_2	0,5 - 3
Arbeitsdruck Schalter	/Pa N_2	10 - 15
Delay	/ns	63
Jitter	/ns	1
Amplitudenstabilität	/%	75
Strahlquerschnitt	/mm	3,4 x 5
Strahldivergenz	/10^{-3} rad	3 x 7,5
Abmessungen	/mm	70 x 250 x 600

Tab. 3,17) Technische Daten des für die Schlierendiagnose entwickelten schnellen Stickstoffsuperstrahlungslasers

4) Zeitaufgelöste Messung des Plasmaeigenleuchtens

4.1. Schmierbild- (Streak-) Verfahren

Da bisher noch keine Erfahrungen mit Schlierenfotografie bei schnellen Z-Pinchen niedriger Dichte vorliegen, wurde zum Vergleich die fotografische Registrierung des Plasmaeigenleuchtens mit hoher Zeitauflösung durchgeführt. In Plasmafokusexperimenten konnte gezeigt werden, daß Schockwellenfront bzw. magnetischer Kolben und Eigenleuchten des Plasmas räumlich zusammenfallen / Haa 81 /. Durch Vergleich mit Schlierenbildern läßt sich dieser Zusammenhang bei Z-Pinch-Experimenten überprüfen und die Sicherheit bei der Interpretation der Meßergebnisse erhöhen.
Zu diesem Zweck eignet sich besonders das Schmierbild- oder Streak- Verfahren, bei dem über große Beobachtungszeiträume eine gleichmäßig hohe Zeitauflösung bei guter räumlicher Auflösung erreicht wird.
Dazu wird ein schmaler, streifenförmiger Bereich senkrecht zur Symmetrieachse des Plasmas ausgeblendet und über die Zeitachse "verschmiert". Als "dritte" Dimension erhält man die Leuchtdichte, die proportional zum Grad der Schwärzung des fotografischen Materials ist, als Funktion der Zeit und des Plasmaradius.
In zahlreichen Experimenten, insbesondere Plasmafokus- und Z-Pinch-Experimenten, wurde mit dieser Methode die Dynamik der Plasmen bestimmt (vgl. / Nol 84, Kat 79, Cho 79 /).

4.2. Quantitative Interpretation von Streakaufnahmen

Die quantitative Auswertung von Streakbildern erfordert eine Digitalisierung des Bildinhaltes. Zu diesem Zweck werden die Bilder zeilenweise digitalisiert, im vorliegenden Fall zweckmäßigerweise senkrecht zur Zeitachse. Die auf fotografischem Material gespeicherten Bilder werden dazu auf Negativmaterial kopiert und im Durchlichtverfahren mikrodensitometrisch verarbeitet. Man erhält so Kurven, die die Leuchtdichte des Plasmas als Funktion des Radius zu einem bestimmten Zeitpunkt wiedergeben. Zu beachten ist dabei, daß bei optisch dünnen Plasmen das gesamte Plasmaeigenleuchten in Beobachtungsrichtung integral abgebildet wird, zur Bestimmung der Plasmaabmessungen bei sphärischer oder zylindrischer Geometrie deshalb eine Abelinversion der gemessenen Intensitäten durchgeführt werden muß.

Auf diese Weise erhält man die Abmessungen des Plasmas als Funktion der Zeit, insbesondere der dichten und heißen, selbstleuchtenden Bereiche.
Diese Daten, wie Radius, Geschwindigkeit und Dicke eines implodierenden Plasmahohlzylinders, können dann mit den aus den Schlierenaufnahmen gewonnenen Daten verglichen werden.

4.3. Bestimmung des Pinchzeitpunktes

Aus den Streakaufnahmen läßt sich der Pinchzeitpunkt, d.h. der Zeitpunkt des kleinsten Plasmaradius, annähernd bestimmen. Eine Digitalisierung und Auswertung der auf Polaroid - Material erhaltenen Bilder war jedoch wegen des dazu erforderlichen hohen Zeitaufwandes erst nach Abschluß der Experimente möglich. Zur korrekten Triggerung des Lasersystems muß der Pinchzeitpunkt jeoch möglichst genau bekannt sein; deshalb wurde das Eigenleuchten des Plasmas räumlich integral mit einer schnellen Si - Photodiode beobachtet.
Da Temperatur und Dichte des Plasmas zum Zeitpunkt der höchsten Kompression stark ansteigen, steigt auch das Bremsstrahlungskontinuum steil an und das Maximum der Strahlungsleistung fällt mit dem Pinchzeitpunkt zusammen / Miy 80 /. Eine experimentelle Überprüfung dieses Zusammenhangs mit zeitaufgelöster Emissionsspektroskopie bestätigt diese Annahme für die vorliegenden Experimente / Kuh 86 /. Auf diese Weise läßt sich der Pinchzeitpunkt unmittelbar nach dem Experiment mit einigen Nanosekunden Genauigkeit bestimmen und im Rahmen der Reproduzierbarkeit vorhersagen.

5) Experimenteller Aufbau

5.1. Das Z-Pinch-Experiment

5.1.1. Die Stoßleistungsanlage

Die Experimente wurden an der Erlanger Stoßleistungsanlage ESLA I "Pulsator" durchgeführt. Eine Beschreibung der Stoßleistungsanlage findet sich bei / Bog 83, Brü 84 / und / Bit 85 /. Sie besteht aus einem dreistufigen Pulsgenerator nach dem Marxgeneratorprinzip / Mar 24 / zur Erzeugung eines Hochspannungsimpulses von 200 - 400 kV Amplitude und einer nachfolgenden koaxialen Pulsformungsleitung zur Verkürzung der Pulsdauer auf etwa 115 ns.

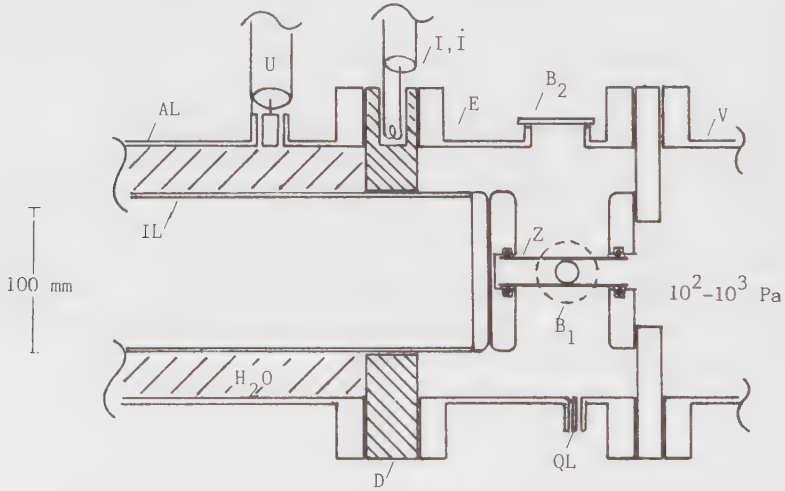


Abb. 5,1) Schematische Darstellung des Z-Pinch-Experiments, Seitenansicht

H_2O	:	vollentsalztes Wasser als Dielelektrikum
IL,AL	:	Innen- bzw. Außenleiter der Pulsanlage
D	:	Diaphragma
U	:	Kapazitiver Spannungsteiler zur Spannungsmessung
I,İ	:	Magnetfeld - Sonden zur Strommessung
Z	:	Experiment; Quarz- oder Pyrexglasrohr
B_1	:	2 gegenüberliegende Fenster für die Schlierendiagnose
B_2	:	Beobachtungsfenster für Streakkamera
QL	:	Quarzlichtleiter zur Beobachtung des Plasmaeigenleuchtens
V	:	Vakuumgefäß für weitere Diagnosemethoden
E	:	Experimentiergefäß, gefüllt mit N_2/SF_6-Gemisch (siehe Text)

Die Impedanz der Pulsformungsleitung beträgt 3,3 Ohm; bei einer Ladespannung des Marxgenerators von 70 kV erhält man am offenen Ausgang einen Spannungsimpuls von 170 kV Amplitude mit einer Anstiegszeit von 27 ns. Da ein Z-Pinch-Experiment in der Praxis einen Kurzschluß gegenüber der Impedanz von 3,3 Ohm des Pulsgenerators darstellt, fließt durch den Z-Pinch ein Strom von maximal 170 kV: $3{,}3\,\Omega = 51 \cdot 10^3$ Ampère.
In Bild 5,1) ist das Ende der Pulsformungsleitung mit dem Experiment, den Spannungs- und Stromsonden und den Beobachtungsöffnungen wiedergegeben. Die Hochspannungsisolation im Experimentierbereich wird mit einem Gemisch von Stickstoff und Schwefelhexafluorid im Verhältnis von 4 : 1 bei einem Druck von 2,5 bar erreicht.

5.1.2. Die Entladegeometrie

Abb. 5,2) zeigt einen Querschnitt durch den Experimentierbereich mit der Anordnung von Streakkamera und Schlierendiagnose sowie den Quarzlichtleitern, mit deren Hilfe der Pinchzeitpunkt bestimmt wurde (siehe auch Abschnitt 4.3.). Das eigentliche Experiment, die Entladeröhre Z (Bild 5,1) und 5,2)), ist im Fall der systematischen Untersuchungen mit der Streakkamera ein Quarzrohr variabler Länge und variablen Durchmessers mit einer Wandstärke von 3 Millimetern. Bei den Experimenten, die mit der Schlierendiagnose beobachtet wurden, war das Experiment ein 90 mm langes Pyrex - Glasrohr von 19 Millimetern Innendurchmesser und 1,8 mm Wandstärke. Die für die Schlierendiagnose notwendigen Planfenster wurden auf zwei gegenüberliegende, in der Mitte der Entladeröhre angeschmolzene Glasrohrstutzen von 12 Millimetern Innendurchmesser und 2 Millimetern Länge geklebt. Die Dichtung gegen das N_2/SF_6-Gasgemisch zur Hochspannungsisolation wird von zwei außenliegenden O - Ringen übernommen, die gleichzeitig das Glasrohr mechanisch von den metallenen Endflanschen entkoppeln.
Die beiden Endflansche aus Aluminium werden von sechs Kunststoffgewindestangen zusammengehalten. Die Z-Pinch-Entladung findet im Innern der Quarz- / Glasröhre mit den Endflanschen als Elektroden statt; als Entladegas wurde Wasserstoff mit einem Druck zwischen 10 und 1000 Pa eingefüllt.
In Bild 5,3a) ist ein Längsschnitt durch das Experiment wiedergegeben, 5,3b) ist eine Fotografie der verwendeten Geometrie.

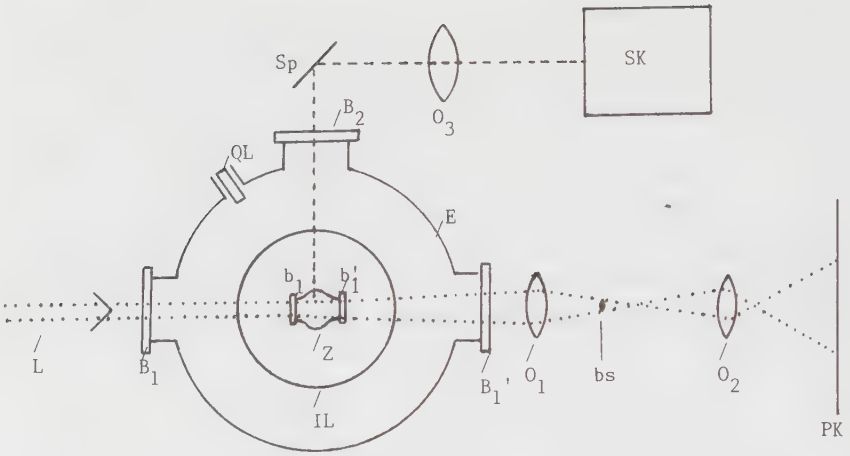


Abb. 5,2) Anordnung der optischen Diagnose am Experiment, end - on betrachtet

B_1,B_1': Fenster für die Schlierendiagnose

b_1,b_1': Fenster für die Schlierendiagnose an der Entladeröhre Z

bs : 'beamstop', Schlierenblende

L : Laserstrahl

E : Experimentiergefäß, gefüllt mit N_2/SF_6-Gemisch

IL : Innenleiter

$O_{1/2}$: Linsen der Schlierendiagnose

PK : Polaroid- oder Kleinbildkamera zur Registrierung der Schlierenbilder

O_3 : Objektiv der Streakkamera

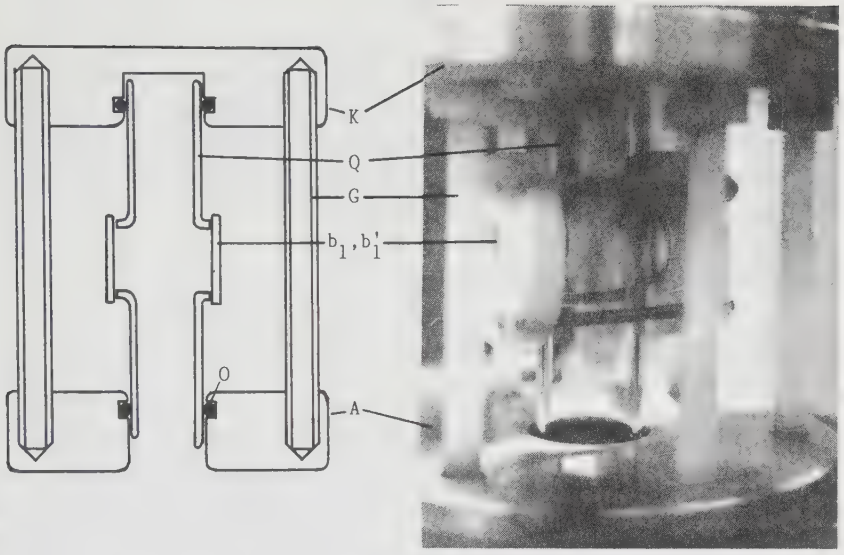
Sk : Streakkamera Imacon 675 (Hadland Photonics)

Sp : Umlenkspiegel

B_2 : Fenster für Streakaufnahmen

QL : Quarzlichtleiter für optische Spektroskopie und Bestimmung des Pinchzeitpunktes (3x)

Z : Entladeröhre / Experiment



a) b)

Abb. 5,3) Die Entladegeometrie
a) Längsschnitt durch das Experiment
b) Fotografie des Experiments
Q : Quarz- / Glasrohr
b_1, b_1': Planfenster für Schlierendiagnose
O : O - Ring - Dichtungen
A : anodenseitiger Metallflansch
K : kathodenseitiger Metallflansch
G : Gewindestangen (insgesamt 6)

Da die Fenster b_1, b_1' nach etwa 50 Entladungen mit dünnen, das Laserlicht absorbierenden Schichten bedampft sind, wurden sie im weiteren Verlauf der Experimente nicht mehr angeklebt, sondern mit Kunststoffflanschen und Silikondichtungen verpreßt und sind somit auswechselbar (zu sehen in Bild 5,3b)).

5.1.3. Messung von Strom und Spannung

Der Strom I durch das Experiment wird mit einer kalibrierten Magnetfeldsonde I (Abb. 5,1)) gemessen, die in das Diaphragma D aus Abb. 5,1) eingelassen ist. Dieses Diaphragma ist notwendig, um den gasgefüllten Experimentierbereich von der wassergefüllten Pulsformungs- bzw. Transmissionsleitung abzutrennen.

Unmittelbar vor dem Diaphragma ist in den Außenleiter die kapazitive Spannungsmeeßsonde U eingelassen (Abb. 5,1)). Sie liefert die Potentialdifferenz zwischen Innen- und Außenleiter an dieser Stelle. Zieht man von dieser Spannung U_o den am Innenleiter zwischen U und dem Experiment auftretenden induktiven Spannungsabfall $U_{ind} = -L \cdot \frac{dI}{dt}$ ab, so erhält man die am Experiment anliegende Spannung

$$U_{ex}(t) = U_o(t) - L \cdot \frac{dI}{dt}$$

als Funktion der Zeit. Das zu

$$-L \cdot \frac{dI}{dt}$$

proportionale Signal liefert eine zusätzliche, in das Diaphragma eingebaute dB / dt - Sonde (vgl. / Bog 83, Bit 85 /).

Zur Triggerung von Laser und Streakkamera wird ein positiver, möglichst steiler Spannungsimpuls benötigt. Zu diesem Zweck sind zwei weitere Spannungssonden analog zu U unmittelbar vor bzw. hinter dem Pulsformungsschalter angebracht. Das Meßsignal wird differenziert und so ein steilflankiger Triggerimpuls aus dem Spannungsanstieg des Hochspannungsimpulses gewonnen. Die Wahl der Meßstelle, d.h. vor oder nach dem Pulsformungsschalter, wird aufgrund der gewünschten Polaritäten von Hochspannungsimpuls und Triggersignal getroffen. Der Triggerzeitpunkt für Stickstofflaser und Streakkamera wird über variable Verzögerungsleitungen getrennt eingestellt.

5.2. Der optische Aufbau von Schlierendiagnose und Streakkamera

5.2.1 Die Schlierendiagnose

Um eine gute Stabilität der Schlierendiagnose zu erreichen, wurde das ganze System einschließlich Laser auf einer optischen Bank (System X - 95) mit Bauteilen von Mikrobank- und Makrobanksystem (Fa. Spindler & Hoyer) aufgebaut. Dadurch wurde die Nachjustage während mehrerer Wochen langer Meßzeiten auf die gelegentliche Feineinstellung der Schlierenblende ('beamstop' bs) beschränkt. Der gesamte Strahlengang ist schematisch in Abb. 5,4) wiedergegeben. Der Laserstrahl wird mit den Linsen L_4 und L_5 10fach aufgeweitet, die Lochblende "RF" im Fokus von L_4 verringert die Divergenz des Strahles auf 1 mrad. Der aufgeweitete Strahl durchstrahlt das zu untersuchende Plasma und wird von der Schlierenlinse L_1 auf die Schlierenblende bs fokussiert. Die Brennweite f_1 von L_1 und der Radius ρ_o von bs bestimmen den minimalen Ablenkwinkel Θ^*, mit dem Lichtstrahlen die Schlierenblende passieren, zu

$$\Theta^* = \arctan\ \rho_o/f_1 \simeq \rho_o/f_1 = 4{,}7 \cdot 10^{4}\ \text{rad} \quad .$$

Die Linsen L_2 und L_3 bilden eine Fernrohrkonstruktion, um den Abbildungsmaßstab zu vergrößern und den optischen Aufbau dabei so kurz wie möglich zu halten. Der Interferenzfilter IF nach L_3 unterdrückt das Plasmaeigenleuchten und verhindert so ein Verschleiern des Schlierenbildes in der Bildebene K.

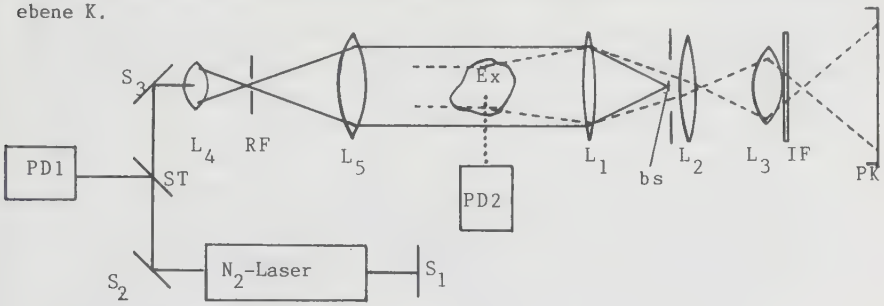


Abb. 5,4) Optischer Aufbau der Schlierendiagnose

S_{1-3} : Spiegel
ST : Strahlteiler (Quarzplatte), R 7 %
$PD_{1,2}$: Photodioden
$L_{4,5}$: Quarzlinsen zur Strahlaufweitung,
f_4 = 19 mm, f_5 = 200 mm
RF : Raumfilter (Lochblende); Ø = 200 µm
Ex : Experiment
L_1 : "Schlierenlinse"; f = 500 mm
$L_{2,3}$: Abbildungsoptik; f_2 = 200 mm; f_3 = 26,5 mm
bs : Schlierenblende, 'beamstop'; Ø = 500 µm
IF : Interferenzfilter; λ_o = 339 nm; $\Delta\lambda$ = 10 nm; T = 25 %
PK : Polaroid- / Kleinbildkamerarückwand

Über den Strahlteiler ST, einer Quarzplatte mit nichtentspiegelten Oberflächen, wird ein Teil des Laserpulses ausgeblendet und mit einer schnellen Photodiode PD 1 nachgewiesen. Das Ausgangssignal von PD 1 liefert so den Zeitpunkt, zu dem die Schlierenaufnahme gemacht wird.
Die zur Berechnung der Abbildungseigenschaften des optischen Aufbaus notwendigen Größen (vgl. Anhang A 1) sind in derfolgenden Tabelle zusammengefaßt:

b_1 = 605 mm

b_2 = 270 mm = $f_2 + g_3$

b_3 = 230 mm

f_1 = 530 mm

f_2 = 200 mm

f_3 = 26,5 mm

g_1 = 320 mm

g_3 = 70 mm

Daraus berechnet sich die laterale Vergrößerung Q' zu Q' = 3,35.
Experimentell wurde Q' zu $Q'_{ex} = 3,3 \pm 0,1$ bestimmt.
Die "sphärische Aberration" P' wird damit P' = - 124 mm.

Da die optischen Bauteile, wie Linsen, Fenster etc., nicht entspiegelt waren, muß mit ca. 3,5 % Reflexionsverlusten pro Oberfläche gerechnet werden. Bei insgesamt 24 Oberflächen und einer Transmission des Interferenzfilters von 25 % gelangen deshalb nur noch 10 % der Laserintensität in der Bildebene an. Das macht den Einsatz hochempfindlichen fotografischen Materials notwendig. Verwendet wurde Polaroidmaterial Typ 107 und Negativfilm XP 1 - 400 von Ilford, entwickelt wie 33 Din/1600 Asa. Durch die hohe Empfindlichkeit mußte das Plasmaeigenleuchten durch zusätzliche Maßnahmen wirkungsvoll unterdrückt werden. Dies wurde mit einer Lochblende von 3 Millimetern Durchmesser in der Ebene der Schlierenblende erreicht. Gleichzeitig wird durch diese Maßnahme der maximale nachweisbare Ablenkwinkel auf $\Theta_{max} = 2,8$ mrad begrenzt. Dadurch wird die Auswertbarkeit der Messungen erhöht, da sich die stark abgelenkten Anteile aus inneren Schichten des Plasmas nicht mehr den schwächer abgelenkten Anteilen äußerer Schichten überlagern / Dec 85 /.

5.2.2. Die Streakkamera

Die Streakaufnahmen wurden mit einer Streakkamera vom Typ Imacon 675, Hadland Photonics Lim., durchgeführt.*

Die Abbildung des Plasmaeigenleuchtens erfolgte über ein f/1,9 -Objektiv mit 300 Millimetern Brennweite auf ein flexibles Glasfaserbündel von 1 m Länge.

---

* Die Kamera war eine freundliche Leihgabe des Instituts für Neutronenforschung und Reaktortechnik (INR), Kernforschungszentrum Karlsruhe

Der Durchmesser der Faseroptik betrug 5 mm, der Durchmesser der Einzelfaser 10 µm. Mit dieser Faseroptik wird das Bild in das Innere einer Abschirmkabine übertragen, in der die Streakkamera zum Schutz gegen elektromagnetische Störstrahlung untergebracht ist. Ein Objektiv mit 50 Millimetern Brennweite bildet schließlich das Ende der Faseroptik auf den Eingangsspalt der Streakkamera ab.

Das Streakbild am Ausgang der Streakröhre wird über eine Faseroptikplatte ausgekoppelt und direkt auf Polariodfilm übertragen, der an die Faseroptikplatte gepreßt wird. Abb. 5,5 zeigt schematisch den optischen Aufbau.

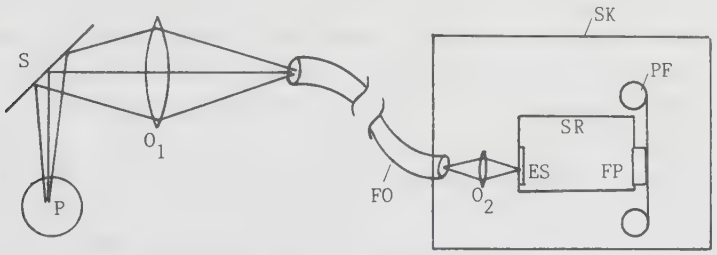


Abb. 5,5) Optischer Aufbau bei Streakaufnahmen

P : Plasma
S : Spiegel
O_1 : Objektiv f/1,9 , f = 300 mm
FO : Glasfaserbündel
O_2 : Objektiv f/2,8 , f = 50 mm
ES : Eintrittsspalt der Streakkamera
SR : Streakröhre
FP : Faseroptikplatte von SR
PF : Polaroid - Rollfilm Typ 42 oder 47
SK : Schirmkabine

Die Auslösung der Streakkamera erfolgt, wie in Abschnitt 1.3. beschrieben, unabhängig vom Stickstofflaser.

5.3 Datenerfassung und -verarbeitung

5.3.1. Elektrische Signale

Die Messung der am Experiment anliegenden Spannung und des durch die Pinch-Entladung fließenden Stromes wurde in 5.1.3. beschrieben. Weitere elektrische Signale sind

a) das Monitorsignal der Streakkamera, das den Beginn der Streakaufnahme anzeigt,

b) das Monitorsignal für den Laserpuls, gewonnen mit einer schnellen Photodiode (PD 1 in Abb. 5,4)), das den Zeitpunkt der Schlierenfotografie und die relative Intensität des Laserstrahls liefert und

c) das Signal der Photodiode PD 2 aus Abb. 5,4), das ein Maß für Dichte und Temperatur des Plasmas ist und die exakte Bestimmung des Pinchzeitpunktes erlaubt.

Zur Registrierung der Signale standen 3 Speicheroszilloskope mit 100 MHz Bandbreite (466 von Tektronix), 1 Transientenrecorder R 7912 (Tektronix) mit 500 MHz Bandbreite und zeitweise ein 2 - Strahl - Oszilloskop mit 400 MHz Bandbreite* (7844 von Tektronix) zur Verfügung. Zu jedem Signal wurde eine Zeitmarke, d.h. ein 7 ns langer Puls, addiert, der bei der Auswertung eine zeitliche Zuordnung der Meßsignale erlaubt.
Um die Zahl der parallel zu registrierenden Datenkanäle zu verringern, wurden die Signale der Photodioden PD 1 und PD 2 addiert. Der Zeitpunkt der Schlierenaufnahme erscheint so als Überlagerung der Intensität des Plasmaeigenleuchtens mit einem schmalen Impuls. Die Zeitdifferenz zwischen Pinchzeitpunkt und Laserpuls läßt sich damit mit einer Genauigkeit von etwa 3 ns direkt aus dem Oszillogramm bestimmen.
Zur Weiterverarbeitung wurden die Signale auf Polaroidmaterial fotografiert. Die Digitalisierung und Auswertung erfolgt auf einem XY - Plotter mit angeschlossenem Personal - Computer Apple II; die dafür notwendigen Programme wurden im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt und sind beschrieben bei / Alm 86 /.

---

* Freundliche Leihgabe des Instituts für Kernphysik II, Kernforschungszentrum Karlsruhe

5.3.2. Schlieren- und Streakbilder

Die Schlieren- und Streakbilder wurden ebenfalls auf Polaroidfilmen festgehalten. Die zeilenweise Digitalisierung der Bilder erfolgte, nach Umkopieren auf Negativmaterial, auf einem Durchlichtmikroskop mit Scan - Einrichtung der Abteilung "Angewandte Optik" der Universität Erlangen. Die Rohdaten wurden auf Magnetband gespeichert und am Rechenzentrum der Universität Erlangen weiterverarbeitet.

Aus den Streakaufnahmen erhält man den (mittleren) Radius und die Radialgeschwindigkeit des implodierenden Plasmahohlzylinders, sowie näherungsweise Pinchradius, Pinchzeitpunkt, Dauer der Einschnürung und, in einigen Fällen, die Geschwindigkeit der ein- bzw. auslaufenden Stoßwellen.

Da die Schlierenaufnahmen eine zweidimensionale "Momentaufnahme" der Elektronendichtegradienten darstellen, lassen sich qulitative Aussagen über die räumliche Homogenität des Plasmas bzw. das Auftreten von Instabilitäten machen. Aus der Art der auftretenden Instabilitäten lassen sich Rückschlüsse auf die Plasmaparameter ziehen.

Die quantitative Auswertung der Schlierenbilder liefert, wie in Kapitel 3) beschrieben, den Radius des Plasmas als Funktion der Zeit und des Ortes, sowie eine Abschätzung der Wandstärke des Plasmahohlzylinders, der Elektronendichtegradienten und der maximalen Elektronendichten, ebenfalls als Funktion des Ortes und der Zeit.

Da das Sichtfeld für die Schlierenaufnahmen auf einen Durchmesser von 11 mm begrenzt war aufgrund der Konstruktion der Entladeröhre mit seitlich angesetzten Planfenstern, wurde der vermeßbare Radius auf maximal 5 mm begrenzt. Eine weitere Einschränkung erfolgte durch die untere Meßgrenze für Elektronendichtegradienten, da für größere Radien des Plasmahohlzylinders als etwa 4 mm die auftretenden Elektronendichtegradienten zu sehr kleinen, in der verwendeten Anordnung nicht mehr nachweisbaren Ablenkungen führen.

6) Meßergebnisse

6.1. Der zeitliche Ablauf der Z-Pinch-Experimente

In dieser Arbeit sollen nur die Ergebnisse dargestellt und diskutiert werden, die mit Wasserstoff als Entladegas erzielt wurden. Argonentladungen lieferten zwar, wie aus Streakaufnahmen ersichtlich, auch bei Drücken unterhalb 100 Pa noch stabile Z-Pinche; das starke Eigenleuchten der Argonplasmen überdeckte jedoch, trotz des Interferenzfilters und stark abgeblendeter Abbildungsoptik, die Schlierenbilder. Deshalb müssen bei Z-Pinch-Experimenten mit Entladegasen höherer Kernladungszahlen wirkungsvolle Maßnahmen zur Unterdrückung des Plasmaeigenleuchtens getroffen werden, wie z.B. der Einsatz eines Kurzzeitverschlusses, die Verwendung vergüteter Optiken zur Erhöhung der Intensität des Laserpulses oder der Übergang zu Laserlicht größerer Wellenlänge.

In Abbildung 6,1) sind die elektrischen Signale wiedergegeben, die bei den Experimenten registriert wurden. Die beiden oberen Oszillographenspuren zeigen den zeitlichen Verlauf von Strom und Spannung am Z-Pinch, die untere Spur den Verlauf der Intensität des Plasmaeigenleuchtens im sichtbaren Spektralbereich, überlagert mit dem Monitorsignal für den Laserpuls, vgl. Kapitel 5).

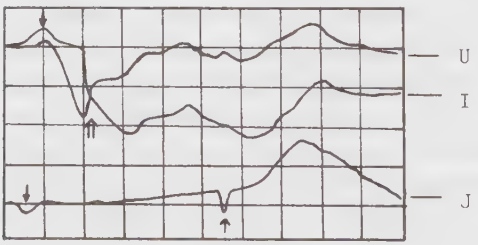


Abb. 6,1) Zeitlicher Verlauf von Entladestrom I, Spannung U am Z-Pinch und der Intensität J des Plasmaeigenleuchtens
p = 200 Pa H_2; Ladespannung 70 kV
↓: Zeitmarke zur Bestimmung des gemeinsamen Zeitnullpunktes
↑: Signal der Laserpuls-Monitordiode PD 1 in Abb. 5,4)
U: 54 kV/Skt, 20 ns/Skt
I: 22 kA/Skt, 20 ns/Skt
J: 2 V/Skt, 40 ns/Skt

Die Stoßleistungsanlage wurde in negativer Polarität betrieben, so daß Spannungs- und Stromsignal negatives Vorzeichen besitzen. Der Doppelpfeil (⇑) in Abb. 6,1) zeigt den Beginn der Gasentladung an, die mit einem steilen Anstieg des Stromes und dem Zusammenbruch der Spannung am Entladegefäß verbunden ist. Der Strom steigt weitere 20 ns etwa linear an, während die Spannung annähernd konstant bleibt. Sowohl die Dauer als auch das qualitative Verhalten während dieser Phase sind abhängig vom Füllgasdruck. Bei niedrigem Druck fällt die Spannung früher ab und zeigt von Anfang an eine leicht fallende Tendenz, während sie bei Drücken von 500 Pa H_2 und mehr zunächst sogar nochmals leicht ansteigt, bevor sie endgültig zusammenbricht. Dieses Verhalten konnte bisher weder qualitativ noch quantitativ erklärt werden.
Während dieser Phase wird durch die Gasentladung der Wasserstoff ionisiert. Da ohne Vorionisierung des Arbeitsgases gearbeitet wurde, ist die Dauer dieses Vorganges abhängig vom Strom durch die Entladung und vom Anfangsdruck des Gases. Der mittlere Strom durch die Entladung war bei allen Experimenten gleich und betrug etwa 45 kA. Somit hängt das Erreichen einer Leitfähigkeit des Plasmas, die zur Verdrängung des Stromes an die Wand ausreicht, im Wesentlichen ebenfalls vom Druck des Gases ab (vgl. Kapitel 2)). Der Zeitpunkt des Beginns des eigentlichen Z-Pinches, d.h. das Ablösen der stromführenden Schicht von der Wand, ist damit unbestimmt und zudem druckabhängig. Der Zeitnullpunkt wurde deshalb für alle Experimente an den Beginn des Spannungspulses gelegt ("Zeitmarke" in Abb. 6,1), wodurch jedoch wegen der unterschiedlich langen Anfangsphasen eine Unsicherheit beim Vergleich der Pinchzeiten entsteht.
Während der magnetischen Kompression des Plasmas wird das Gas aufgeheizt, so daß die Intensität des vom Plasma emittierten Lichtes ansteigt. Wie sich beim Vergleich mit Streakaufnahmen zeigen wird, fällt das Maximum des Intensitätsverlaufs mit dem Pinchzeitpunkt zusammen.
In Abbildung 6,2) ist der mit Hilfe des Plasmaeigenleuchtens bestimmte Pinchzeitpunkt als Funktion des Füllgasdruckes aufgetragen für das in den Experimenten verwendete Quarzrohr mit Planfenstern und einem Innendurchmesser von 20 Millimetern. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte, aus Streakaufnahmen bestimmt, mit dargestellt, sowie die Werte für ein Quarzrohr mit 18 Millimetern innerem Durchmesser ohne die für die Schlierendiagnose notwendigen Planfenster.
Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die mit den beiden Methoden bestimmten Pinchzeitpunkte überein, obwohl sie über unterschiedliche Definitionen des Pinchzeitpunktes (maximale Leuchtintensität bzw. minimaler Radius) erhalten wurden.

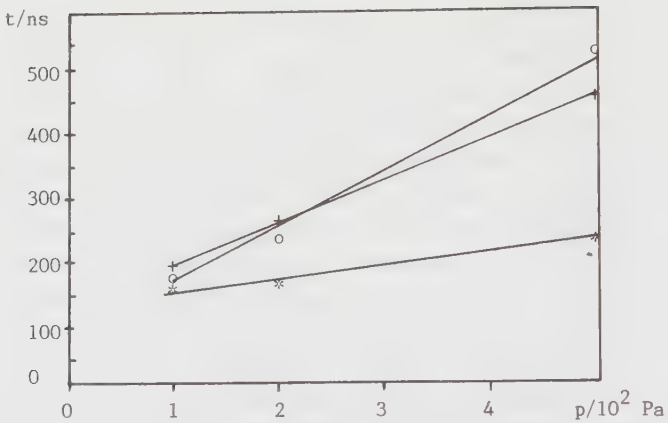


Abb. 6,2) Pinchzeitpunkt t_p in Abhängigkeit vom Füllgasdruck für Entladerohr mit Planfenstern

o : bestimmt aus Plasmaeigenleuchten

+ : bestimmt aus Streakaufnahmen

* : bestimmt aus Streakaufnahmen, $\emptyset_i$ = 18 mm, ohne Planfenster

6.2. Ergebnisse der Streakaufnahmen

Bei der Schlierendiagnostik ist ein ungestörter Lichtweg außerhalb des zu untersuchenden Plasmas notwendig, da jede optische Inhomogenität eine quantitative Auswertung der Schlierenaufnahmen erschweren oder unmöglich machen würde. Deshalb mußten die glatten, zylindrischen Entladeröhren aus Quarz mit Planfenstern versehen werden, um einen geradlinigen, ungestörten Strahlengang zu ermöglichen. Diese Fenster, die auf kurzen Rohrstutzen am Entladerohr angebracht sind, stellen jedoch eine erhebliche Störung der Zylindergeometrie in diesem Bereich dar. Da noch keine Erfahrungen über Experimente in dieser Geometrie vorliegen, wurden zunächst Z-Pinch-Experimente an glatten Rohren ungestörter Geometrie durchgeführt, mit Streakaufnahmen dokumentiert und mit Streakaufnahmen, die bei Experimenten am mit Planfenstern versehenen Entladerohr erhalten wurden, verglichen. Um die Vielzahl der Parameter einzuschränken, wurden folgende Parameter festgehalten:

- Der mittlere Strom beträgt 45 kA,
- als Entladegas wird nur Wasserstoff untersucht,
- die Länge des Experiments ist 90 mm,
- die Experimente mit Schlierendiagnose werden nur bei einem Rohrinnendurchmesser von 20 Millimetern durchgeführt.

6.2.1. Z-Pinche mit Anfangsradien von 9 - 10 mm

Aus technischen Gründen war der Innendurchmesser des mit Planfenstern versehenen Entladerohrs 20 mm, der des glatten Quarzrohres hingegen 18 mm. Um den Einfluß des unterschiedlichen Durchmessers auf das Verhalten des Z-Pinches zu erfahren, wurde der Innendurchmesser bei glatten Rohren variiert und das Entladeverhalten bei unterschiedlichen Füllgasdrücken mit der Streakkamera registriert.

In Bild 6,3) ist eine Streakaufnahme wiedergegeben, aufgenommen in der Mitte des Quarzrohres mit 18 mm Innendurchmesser und einem Füllgasdruck von 200 Pa H_2. Die vertikale Richtung stellt einen Schnitt senkrecht zur Symmetrieachse der Entladung dar, die horizontale Richtung entspricht der Zeitachse. Die Streakkamera startet 70 ns nach dem Zeitnullpunkt. Die selbstleuchtende, stromführende Schicht auf der inneren Oberfläche des Entladerohres wird durch den Druck des Magnetfeldes radial nach innen beschleunigt und bewegt sich mit hoher Geschwindigkeit auf die Achse zu. Bei diesem niedrigen Druck wechselwirkt die vor dem Piston herlaufende Stoßwelle nur wenig mit dem Hintergrundgas und ist in Streakaufnahmen nicht zu sehen.

Wie in Abschnitt 5.3.2. beschrieben, wird die Streakaufnahme zur weiteren Verarbeitung in vertikaler Richtung digitalisiert. Das Ergebnis dieser Digitalisierung ist in Abb. 6,4) für verschiedene Zeitpunkte dargestellt.

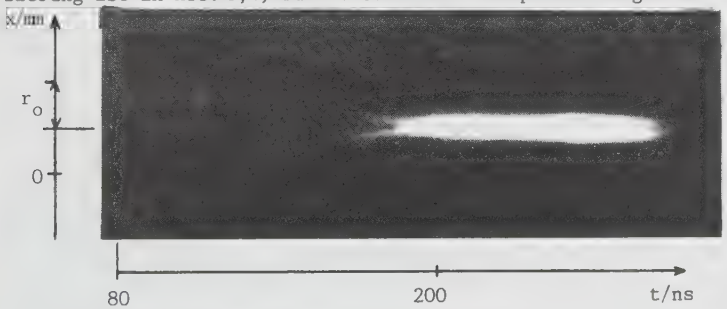


Abb. 6,3) Streakaufnahme eines Z-Pinches in glattem Entladerohr
Innendurchmesser: 18 mm
Füllgasdruck: 200 Pa H_2
Schuß 12, 12.6.1985

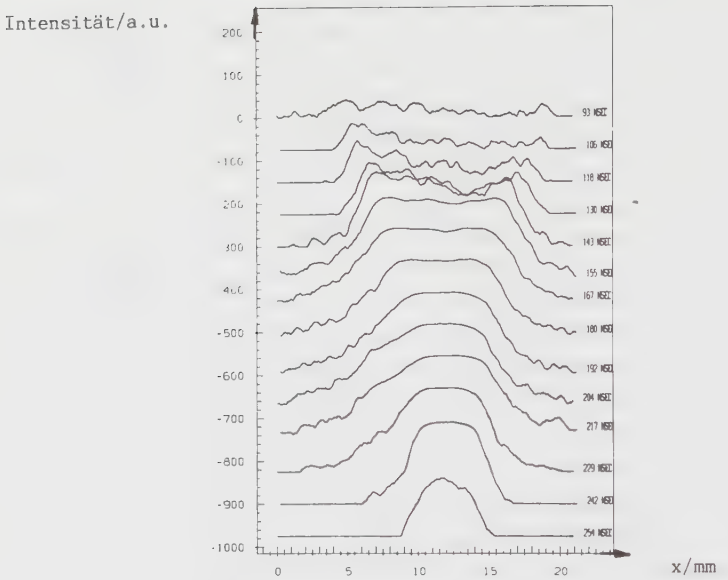


Abb. 6,4) Radialer Verlauf der Leuchtintensität zu verschiedenen Zeitpunkten, gewonnen durch zeilenweise Digitalisierung von Abb. 6,3).

Neben den Zeileninhalten ist der entsprechende Zeitpunkt (in 10^{-9} s) angegeben.

In Abb. 6,5), dem Inhalt einer einzelnen Zeile aus Abb. 6,4) zum Zeitpunkt t = 130 ns, sind die zur weiteren Verarbeitung benutzten radialen Positionen des Pistons durch vertikale Striche gekennzeichnet. Die beiden Äußeren zur vollen Halbwertsbreite geben, bei Berücksichtigung eventuell auftretenden Untergrundes, die Position des äußeren Randes wieder, die Maxima die radiale Position des Innenrandes des magnetischen Kolbens.
Diese Annahme wird gerechtfertigt durch die Analyse der Strahlungsintensität einer angenommenen Rechteckverteilung der Volumenleuchtintensität eines selbstleuchtenden Hohlzylinders (Abel - Inversion, vgl. / Kog 72 /).
Der mit dieser Methode ermittelte Verlauf von radialer Position und Geschwindigkeit des Pistons ist in Abb. 6,6a) bzw. 6,6b) wiedergegeben.

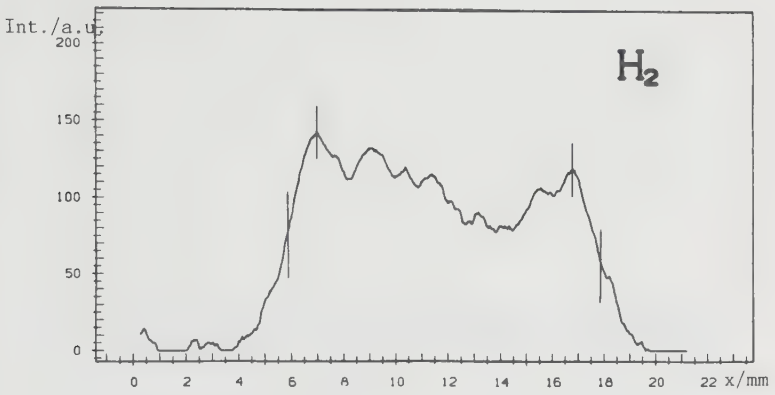


Abb. 6,5) Zeileninhalt zum Zeitpunkt t = 130 ns
aus Bild 6,4) (siehe Text)

Zum Vergleich wurden Streakaufnahmen im glatten, ungestörten Teil des mit Planfenstern versehenen Entladerohrs aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb. 6,7a) und 6,7b) analog zu Abb. 6,6 dargestellt.
Der Pinchvorgang beginnt hier wesentlich später und die radiale Geschwindigkeit des Pistons ist etwas geringer als im ungestörten Rohr; der Endradius ist in beiden Experimenten ungefähr gleich groß und beträgt $2 \pm 0{,}2$ mm.
Die Abbildungen 6,8a) und b) zeigen das Ergebnis der Streakaufnahme durch eines der Planfenster im Entladerohr mit 20 mm Innendurchmesser.
Im Bereich der Planfenster startet der Z-Pinch später als in den zylindrischen Rohrteilen daneben; die Geschwindigkeit des Pistons ist bei gleicher radialer Position jedoch vergleichbar mit der in glatten Rohren, vgl. Abb. 6,7) und Abb. 6,6).
Der minimale Außenradius (= Pinchradius) ist mit 1,7 mm geringfügig kleiner als in den beiden anderen Fällen. Qualitativ gleiche Ergebnisse wurden bei Anfangsdrücken von 100 bzw. 500 Pa Wasserstoff erzielt.

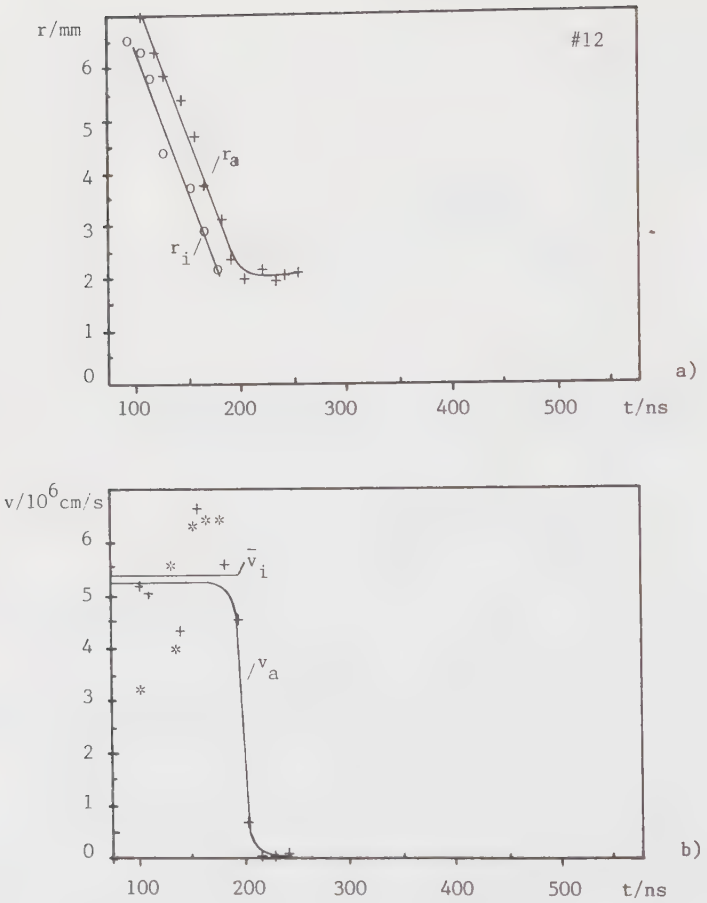


Abb. 6,6) Zeitlicher Verlauf von radialer Position a) und Geschwindigkeit b) des magnetischen Stempels bei glattem Entladerohr, aus Streakaufnahme ermittelt;

$r_{a,i}$: äußere (a) bzw. innere Begrenzung

$V_{a,i}$: radiale Geschwindigkeit des äußeren (a) bzw. inneren Randes des Pistons

$\emptyset_i$ = 18 mm; p = 200 Pa H_2; I ≃ 45 kA;

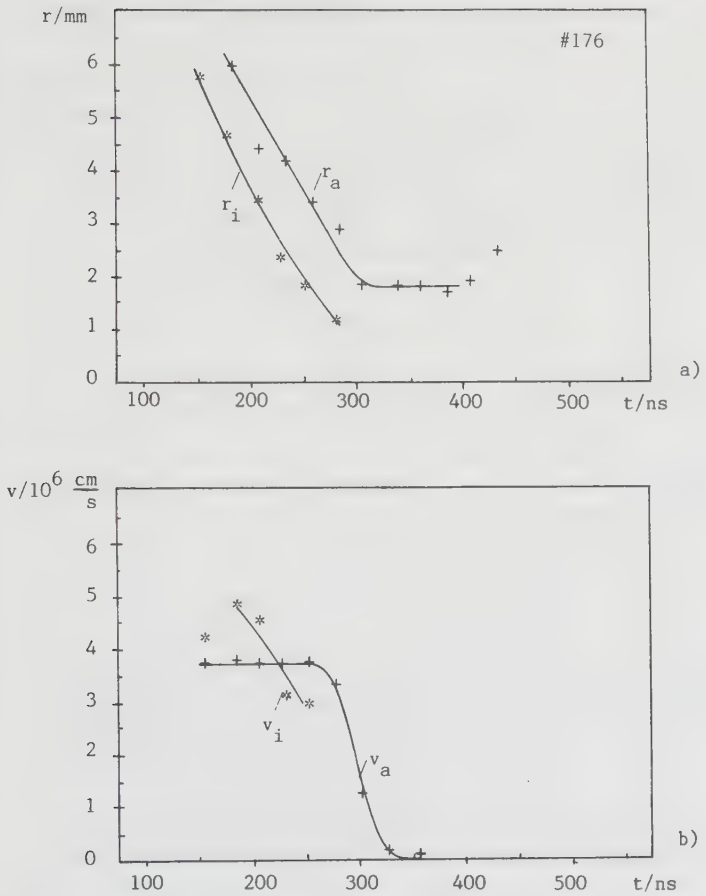


Abb. 6,7) Zeitlicher Verlauf von radialer Position a) und Geschwindigkeit b) des magnetischen Stempels im "glatten" Teil des mit Planfenstern versehenen Entladerohres;

$\emptyset_i$ = 20 mm; p = 200 Pa H_2; I ≃ 45 kA;
vgl. auch Abb. 6,6)

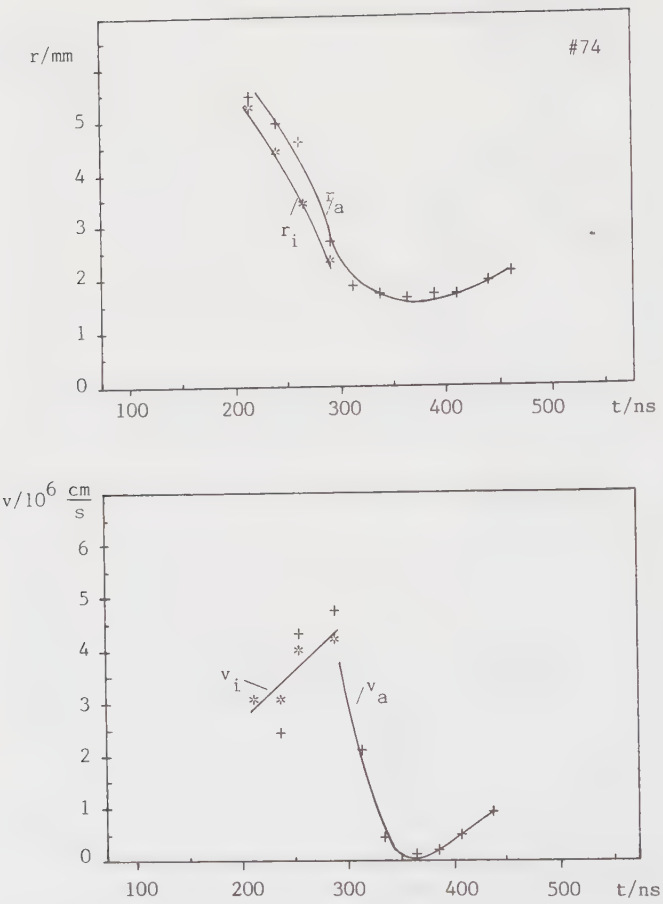


Abb. 6,8) Zeitlicher Verlauf von radialer Position a) und Geschwindigkeit b) des magnetischen Stempels im Bereich der Planfenster;

$\emptyset_i$ = 20 mm; p = 200 Pa H_2; I ≃ 45 kA;
vgl. Abb. 6,6) und 6,7)

6.2.2. Z-Pinche mit Anfangsradien zwischen 3 und 15 mm

Um die Ursache dieses Verhaltens näher zu untersuchen, wurde der Anfangsradius der Entladung, entsprechend dem Innenradius des verwendeten Entladerohres, zwischen 3 und 15 mm variiert. Die verwendeten Quarzrohre hatten Wandstärken von 3 Millimetern und Innendurchmesser von 6, 9, 18, 24, und 30 Millimetern. Die aus den Streakaufnahmen gewonnenen Pinchzeiten sind in Abbildung 6,9) als Funktion des Anfangsradius' dargestellt; als Parameter tritt der Anfangsdruck auf.

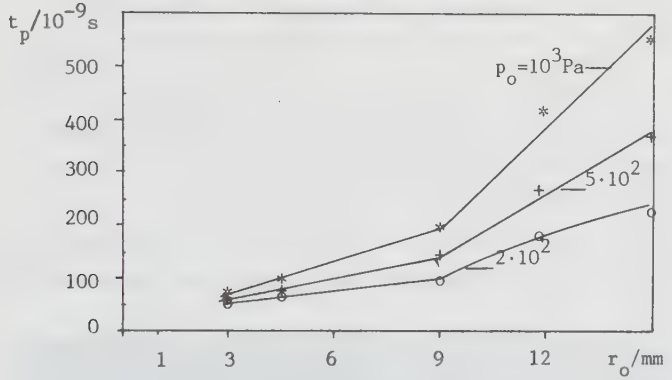


Abb. 6,9) Die aus Streakaufnahmen gewonnenen Pinchzeiten t_p als Funktion des Anfangsradius r_o
Parameter ist der Anfangsdruck p_o
Entladegas Wasserstoff, $I \approx 45$ kA

Die Kurven verlaufen annähernd linear bis zu einem Anfangsradius von 9 - 10 Millimetern und steigen dann steil an. Das bei den Experimenten, die mit der Schlierendiagnose beobachtet wurden, verwendete Entladerohr mit einem Innenradius von 10 Millimetern liegt gerade im Knick der Kurven $t_p = f(r_o)$; im Bereich der Planfenster ist der effektive Anfangsradius wegen der Glasrohrstutzen größer und liegt bei etwa 13 mm, d.h. im bereits steil ansteigenden Bereich. Damit erklärt sich auch die von den glatten Rohren abweichende Pinchzeit im Bereich der Planfenster. Die aus den Streakaufnahmen und dem Maximum des Plasmaeigenleuchtens ermittelten Pinchzeiten sind in Abbildung 6,10) zusammengefaßt. Parameter ist der Anfangsradius des jeweiligen Experiments.
Wie in der Streakaufnahme in Abbildung 6,3) zu erkennen, ist bei Anfangsdrücken von 200 Pa H_2 und weniger in den Streakaufnahmen keine Stoßwelle zu sehen.

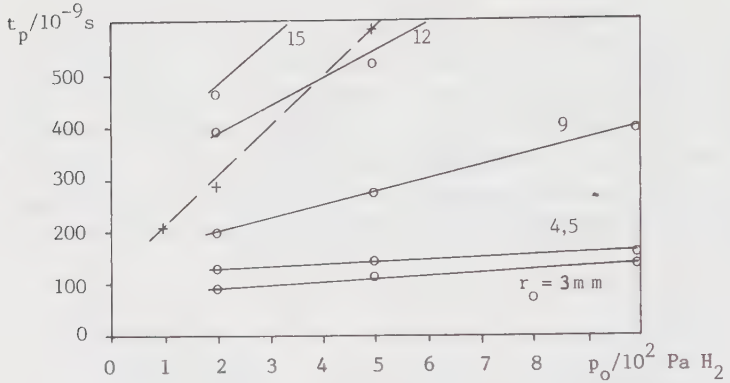


Abb. 6,10) Die Pinchzeit als Funktion des Anfangsdruckes p_o für unterschiedliche Anfangsradien, aus Streakaufnahmen
+ : aus Plasmaeigenleuchten, r_o=12mm;
Entladegas Wasserstoff, I ≃ 45 kA

Bei Drücken von 500 und 1000 Pa jedoch ist deutlich eine Stoßwelle zu erkennen, die auf der Achse reflektiert wird und wieder nach außen läuft (Abb. 6,11).

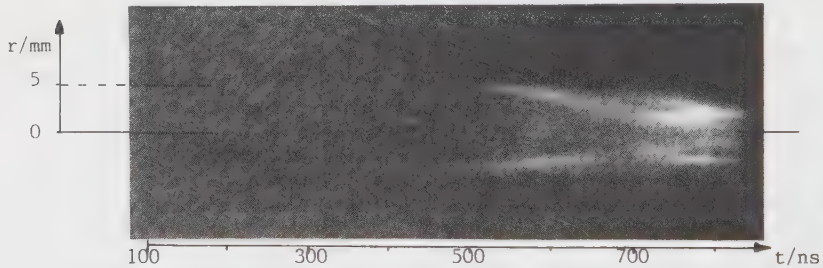


Abb. 6,11) Streakaufnahme eines Z-Pinches bei einem Anfangsdruck von 500 Pa H_2 aufgenommen durch das Planfenster;
$\emptyset_i$ = 20 mm

Die Schockwelle erreicht die Achse nach 525 ns (Pfeil); etwa 130 ns nach dem ersten Pinch läuft ein zweiter nach innen. Die Zeitdauer zwischen den beiden Pinchen entspricht dem zeitlichen Abstand von 2 aufeinanderfolgenden Strompulsen: Von der von der Stoßleistungsanlage angebotenen Leistung werden nur einige Prozent in der Gasentladung bzw. dem Z-Pinch verbraucht, der Großteil des Leistungspulses wird reflektiert und erscheint nach der doppelten Lauf-

zeit von Transmissionsleitung und Pulsformungsleitung wieder am Experiment. Diese Mehrfachpinche wurden jedoch nur bei 500 bzw. 1000 Pa Wasserstoff beobachtet; bei einem Druck von 200 Pa oder weniger traten nur einzelne Pinchereignisse auf.

Die Ergebnisse der Streakaufnahmen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

(1) Für Anfangsradien ≤ 10 mm besteht ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Pinchzeitpunkt und Anfangsradius bei Drücken zwischen 10^2 und 10^3 Pa Wasserstoff und einem mittleren Strom von 45 kA (vgl. Abb. 6,9)).

(2) Unabhängig vom Anfangsdruck steigt für $r_o \geq 10$ mm die Pinchzeitdauer stark an.

(3) Die Pinchradien sind bei konstantem Anfangsradius annähernd unabhängig vom Druck und betragen für $r_o = 9$ mm etwa 2 mm.

(4) Bei Drücken von 500 und 10^3 Pa H_2 treten sowohl Stoßwellen als auch Mehrfachpinche auf.

(5) Der Zusammenhang zwischen Pinchzeitpunkt und Anfangsdruck ist für Anfangsradien zwischen 3 und 15 Millimetern linear zwischen 10^2 und 10^3 Pa Wasserstoff.

(6) Der über das Maximum der Intensität des Plasmaeigenleuchtens bestimmte Pinchzeitpunkt stimmt gut mit dem aus den Streakaufnahmen überein.

(7) Qualitativ gelten die gleichen Aussagen für das mit Planfenstern versehene Entladerohr; die Pinchzeiten sind dort etwas länger als bei glatten Entladerohren.

6.3. Ergebnisse der Schlierendiagnose

6.3.1. Ergebnisse bei einem Anfangsdruck von 200 Pa Wasserstoff

Wie in Kap. 5) beschrieben, wurde die Schlierendiagnose an einem mit Planfenstern versehenen Rohr mit 20 Millimetern Innendurchmesser angewandt.
Aus den mit der Streakkamera gewonnenen Ergebnissen läßt sich bereits schliessen, daß sich das Verhalten des Z-Pinches im Bereich der Planfenster ändert gegenüber dem ungestörten Bereich. Eine zweidimensionale Schlierenaufnahme des für die Schlierendiagnose zugänglichen Teils der Entladung zeigt dies deutlich (Abb. 6,12). Der Durchmesser des Gesichtsfeldes beträgt bei allen folgenden Schlierenaufnahmen etwa 11 mm.

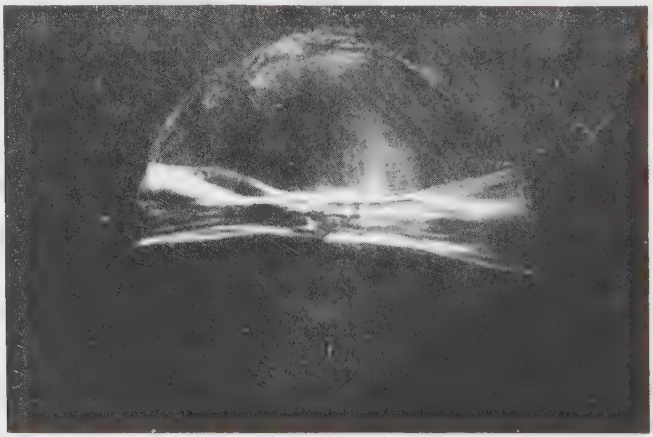


Abb. 6,12) Schlierenaufnahme eines dynamischen Z-Pinches
35 ns nach dem Pinchzeitpunkt
Druck: 200 Pa Wasserstoff
Anfangsradius: 10 mm
Strom: 45 kA

Die in der Schlierenaufnahme sichtbar gemachten Elektronendichtegradienten haben 35 ns nach dem Pinchzeitpunkt zum Rand der Planfenster hin einen grösseren Achsenabstand als im Zentrum des durch die Fenster begrenzten Gesichtsfeldes. Bild 6,13) zeigt eine Folge von Schlierenaufnahmen, die zu unter-

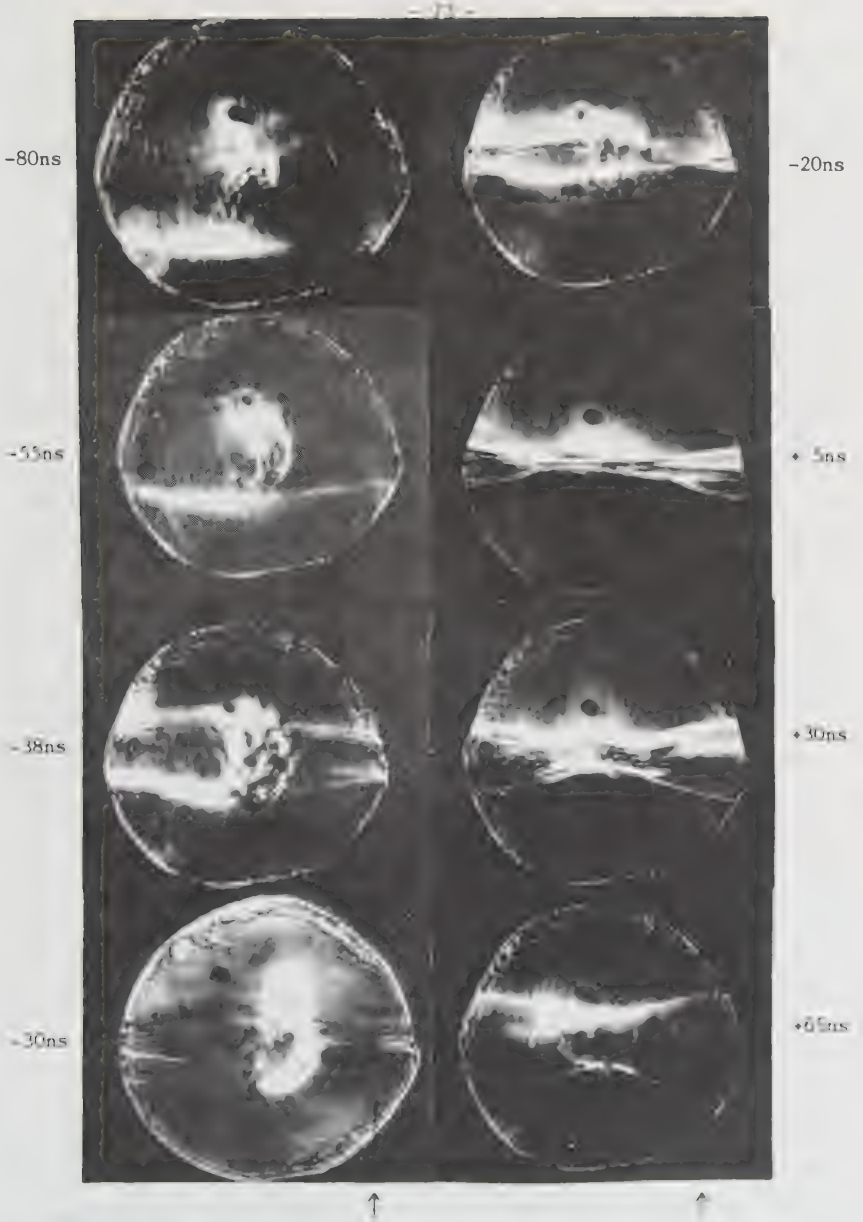


Abb. 6,13) Schlierenaufnahmen zu verschiedenen Zeiten

p_o = 200 Pa H_2 ; $I \simeq 45$ kA ; $r_o \simeq 10$ mm ;

t_p = Zeitpunkt maximaler Strahlungsintensität des Plasmas im Sichtbaren $\triangleq$ Pinchzeitpunkt

schiedlichen Zeiten registriert wurden.
Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf den Pinchzeitpunkt, der mit Hilfe einer Photodiode aus dem Plasmaeigenleuchten bestimmt wurde (vgl. Kapitel 4) und 5)). Charakteristisch ist das Linienpaar, das die Position des Plasmas kennzeichnet. Diese beiden Linien wurden als die zu den Ablenkwinkeln Θ_1 und Θ_2 gehörigen Intensitätsmaxima identifiziert. Im zum Zeitpunkt $t_p - 40$ ns aufgenommenen Schlierenbild ist am rechten Bildrand zusätzlich das zu Θ_3 gehörige Intensitätsmaximum als dritte, innerste Linie zu erkennen. Zur Bedeutung von Θ_1, Θ_2 und Θ_3 vgl. Kapitel 3.4. und Anhang A 2. Wie dort dargestellt wurde, läßt sich daraus auf einen implodierenden Plasmahohlzylinder schließen, dessen radiale Position r_s, Dicke δ_s, Geschwindigkeit v_s und maximale Elektronendichte N als Funktion der Zeit bzw. des Ortes ermittelt werden können.
Die Schlierenbilder wurden dazu in radialer Richtung zeilenweise digitalisiert. In Abb. 6.14) ist die radiale Position r_s des Hohlzylinders als Funktion der Zeit, bezogen auf den Pinchzeitpunkt, dargestellt für den Bereich in der Nähe des rechten Bildrandes, gekennzeichnet durch ↑.

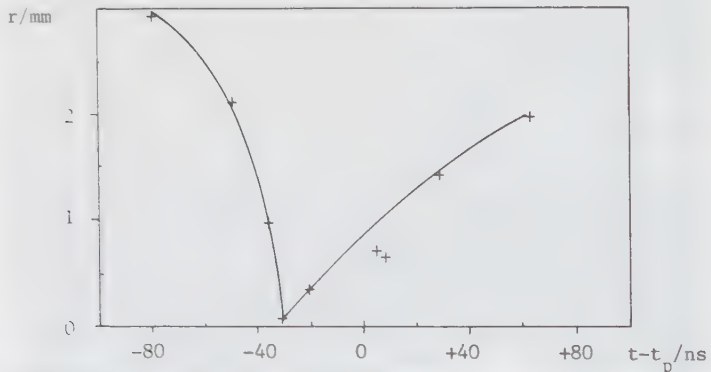


Abb. 6.14) Radiale Position r_s des Plasmahohlzylinders als Funktion der Zeit, bezogen auf den Pinchzeitpunkt t_p
p_o = 200 Pa H_2
I ≃ 45 kA
r_o = 10 mm

Der Hohlzylinder läßt sich bis in unmittelbare Achsennähe verfolgen, von wo aus er mit verringerter Geschwindigkeit wieder expandiert. Es sei hier angemerkt, daß bei der Bestimmung von r_s, δ_s, v_s und N bei der Herleitung der Näherungsformeln die Annahme $\delta \ll r$ gemacht wurde (vgl. Anhang A 2); diese Annahme

ist für die achsennahen Meßpunkte nicht mehr gerechtfertigt, so daß die Meßergebnisse hier mit großen relativen Fehlern behaftet sein können.
Die Radialgeschwindigkeit als Funktion der Zeit erhält man aus der Differentiation der Kurve in Abb. 6,14) und ist in der Abbildung 6,15) wiedergegeben.

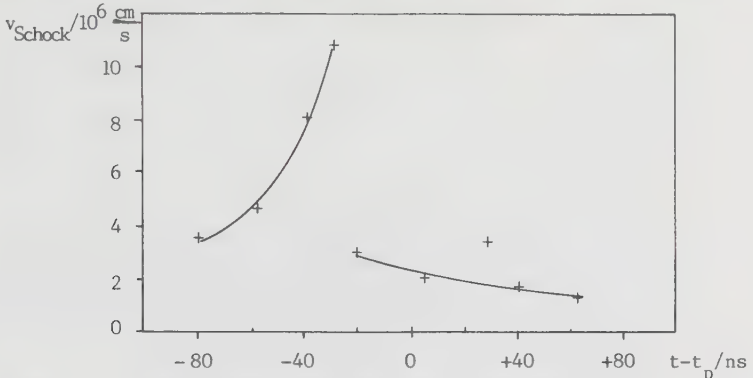


Abb. 6,15) Radiale Geschwindigkeit des Plasmahohlzylinders aus Abb. 6,14)

Die Abbildungen 6,16) und 6,17) zeigen die aus den Näherungsformeln erhaltenen Werte für Dicke δ ("Wandstärke") und maximale Elektronendichte N bei angenommener hyperbolischer Elektronendichteverteilung, vgl. Kapitel 3.4..

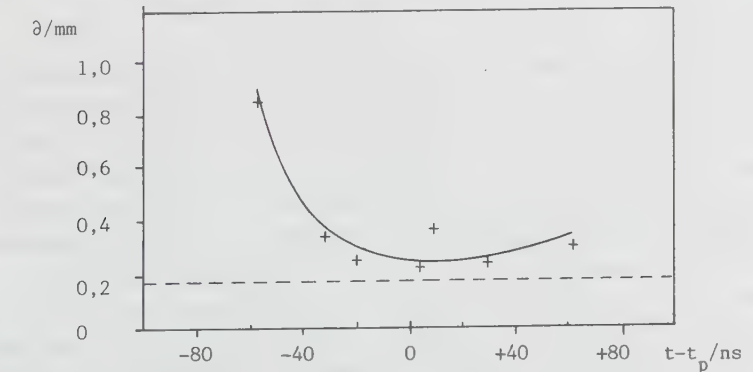


Abb. 6,16) "Wandstärke" δ des implodierenden Hohlzylinders aus Abb. 6,14) als Funktion der Zeit

In Abb. 6,16) eingezeichnet ist die beobachtbare untere Grenze der Schichtdicke δ mit $\delta_{min} = 0{,}18$ mm; die Meßpunkte geben die nach oben abgeschätzten Werte nach Gleichung AQ4) wieder.

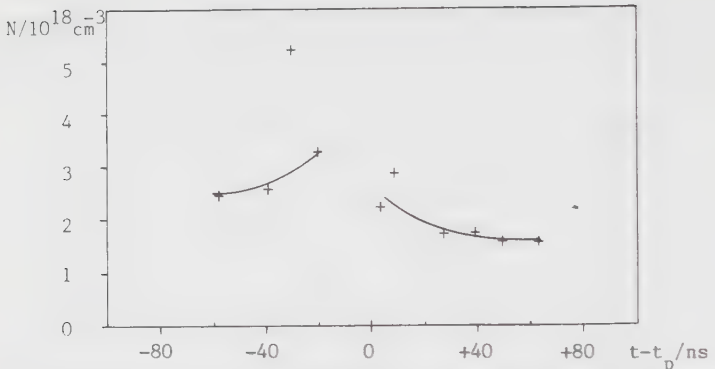


Abb. 6,17) Maximale Elektronendichte als Funktion der Zeit, ermittelt aus Schlierenaufnahmen mit der Annahme einer hyperbolischen Elektronendichteverteilung nach / Dec 85 /.

Die maximalen Elektronendichten von Abb. 6,17) sind die Werte für die untere Abschätzung nach Gleichung AQ 8), vgl. Anhangteil A 2.

Die bei einigen Messungen auftretenden achsensymmetrischen Inhomogenitäten führen zum Erscheinen zusätzlicher Intensitätsmaxima und können damit Anlaß zur Fehlinterpretation bei der Identifikation der Intensitätsmaxima sein. Aus diesem Grund schwanken die oberen Abschätzungen der maximalen Elektronendichten zwischen 3 und $28 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} bzw. streuen einzelne Meßpunkte in Abb. 6,17) relativ stark.

Die Schichtdicke des beobachteten Plasmahohlzylinders beträgt im Mittel 0,34 mm; die untere Abschätzung für die maximalen Elektronendichten liefert einen Mittelwert von $(2,74 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$ cm^{-3} vor bzw. $(1,68 \pm 0,1) \cdot 10^{18}$ cm^{-3} nach dem Pinchzeitpunkt bei einem Anfangsdruck von 200 Pa H_2 und einem Anfangsradius von $\simeq$ 10 mm. Diese Werte gelten für den Bereich nahe des durch die Planfenster begrenzten Bildrandes; in diesem Bereich verhält sich der Z-Pinch annähernd wie im glatten, ungestörten Bereich des Entladerohres, vgl. Abb. 6,13).

Der Vergleich mit einer Streakaufnahme in Abb. 6,18) zeigt, daß es sich bei dem mit der Schlierendiagnose beobachteten Plasmahohlzylinder um die vom Piston erzeugte Stoßwelle handelt. Der maximale mit der Schlierendiagnose beobachtete Radius der Stoßwelle nach Reflexion auf der Achse von 2 mm stimmt sehr gut mit dem aus der Streakaufnahme erhaltenen Pinchradius, d.h. dem minimalen Außenradius r_a^{min}, überein. Der Piston selbst ist in den Schlierenaufnahmen nicht zu sehen.

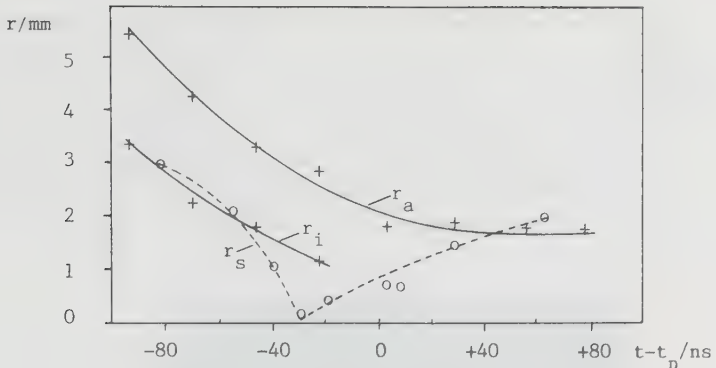


Abb. 6,18) Vergleich der Streakaufnahme aus Abb. 6,7) mit den Ergebnissen der Schlierendiagnose: Radius der beobachteten Plasmaschichten als Funktion der Zeit

$r_{a,i}$: Außen- bzw. Innenrand des magnetischen Kolbens (aus Streakaufnahme)

r_s: mittlerer Radius der Stoßwelle (aus Schlierenaufnahmen)

6.3.2. Ergebnisse bei Anfangsdrücken von 100 bzw. 500 Pa Wasserstoff

Bei niedrigerem Druck als etwa 200 Pa wird die Interpretation der Schlieren- und Streakaufnahmen stark erschwert durch die Inhomogenität der Entladung. Durch diese Inhomogenitäten treten Instabilitäten auf, die einen quantitativen Vergleich verschiedener Schlierenaufnahmen untereinander bzw. mit den Streakaufnahmen kaum zulassen. In Abb. 6,19) ist eine Schlierenaufnahme wiedergegeben, die bei einem Anfangsdruck von 100 Pa Wasserstoff entstand; der Zeitpunkt der Schlierenfotografie liegt etwa 20 ns nach dem über das Intensitätsmaximum des Kontinuumsleuchtens bestimmten Pinchzeitpunkt.

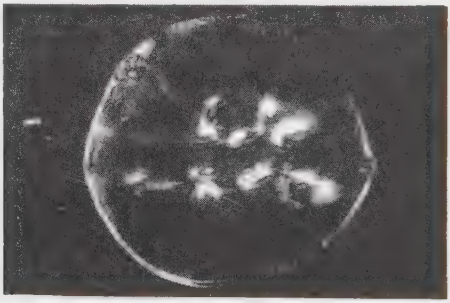


Abb. 6,19) Schlierenaufnahme bei einem Anfangsdruck von 100 Pa Wasserstoff
I 45 kA ; r_o = 10 mm ;
$t = t_p + 20$ ns = 220 ns ;

Zwischen dem im Randbereich des Sichtfeldes und dem im Zentrum sichtbaren Teil des Z-Pinches ist kein Unterschied feststellbar, im Gegensatz zu den Ergebnissen bei 200 Pa Anfangsdruck. Der Vergleich mit einer ebenfalls durch ein Planfenster durchgeführten Streakaufnahme zeigt, daß in diesem Fall nicht mit Sicherheit darauf geschlossen werden kann, daß mit der Schlierendiagnose die Schockwelle allein beobachtet wurde (Abb. 6,20).
In den Schlierenaufnahmen, die vor dem Pinchzeitpunkt t_p aufgenommen wurden, treten weitere Doppellinien auf, deren radiale Position vergleichbar ist mit der aus den Streakaufnahmen erhaltenen, vgl. Abb. 6,21). Dies legt den Schluß nahe, daß in diesem Fall zumindest einer der den Piston begrenzenden Elektronendichtegradienten groß genug ist, um in der Schlierendiagnose sichtbar zu werden. Für den Fall, daß dies der Gradient am äußeren Rand des Pistons ist, erhält man folgende Abschätzungen für radiale Position r_a, Breite δ_p und

maximale Elektronendichte N:

$$2{,}12 \text{ mm} < r_a < 2{,}29 \text{ mm}$$

$$0{,}18 \text{ mm} < \delta_p < 0{,}26 \text{ mm}$$

$$1{,}4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} < N < 8{,}8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Diese Werte für Bild 6,21) erhält man wieder mit den im Anhangteil A 2) angegebenen Formeln für den Bereich im Zentrum des Gesichtsfeldes.

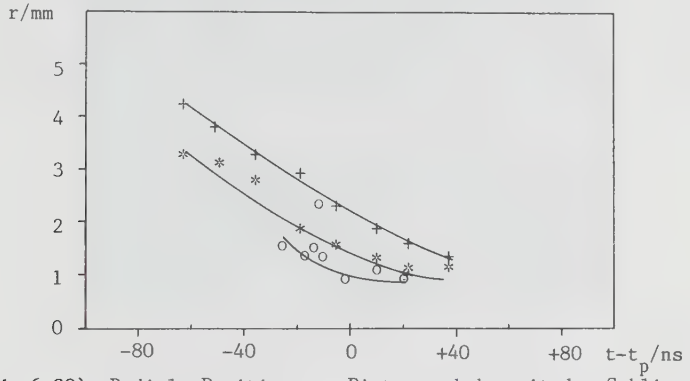


Abb. 6,20) Radiale Position von Piston und der mit der Schlierendiagnose bestimmten Plasmaschicht als Funktion der Zeit

p_o = 100 Pa H_2 ; I ≃ 45 kA ; r_o = 10 mm ;

\+ : Außenradius vom Piston, r_a (aus Streakaufnahme)

* : Innenradius vom Piston, r_i (aus Streakaufnahme)

o : aus Schlierenaufnahmen bestimmte Position, r_s

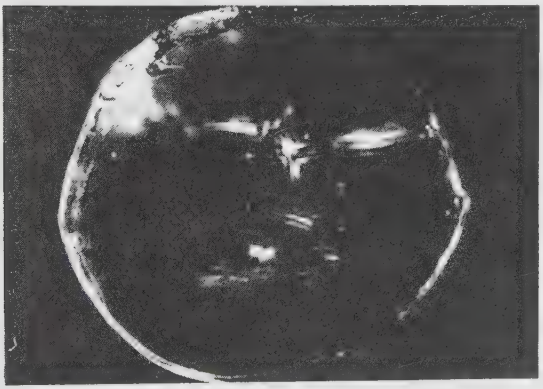


Abb. 6,21) Schlierenaufnahme eines Z-Pinches, etwa 10 ns vor dem Pinchzeitpunkt, bei niedrigem Anfangsdruck

p_o = 100 Pa H_2 ; I ≃ 45 kA ; r_o = 10 mm ;

Der damit errechnete Wert für r_a stimmt gut mit dem aus Streakaufnahmen erhaltenen zum Zeitpunkt $t - t_p = -10$ ns überein, vgl. Abb. 6,20).
Eine weitergehende quantitative Analyse der bei einem Anfangsdruck von 100 Pa Wasserstoff entstandenen Schlierenaufnahmen ist nicht sinnvoll, da die beobachteten Asymmetrien eine zuverlässige Interpretation der Messungen nicht zulassen.
Bei einem Anfangsdruck von 500 Pa Wasserstoff ist die Stoßwelle, unter sonst gleichen Bedingungen, erst ab dem Zeitpunkt zu sehen, zu dem sie auf der Achse ankommt. Dieser Zeitpunkt läßt sich sowohl über Streakaufnahmen (vgl. Abb. 6,11) als auch über das Eigenleuchten des von der Schockwelle erzeugten Plasmas auf der Achse bestimmen, vgl. Abb. 6,22).

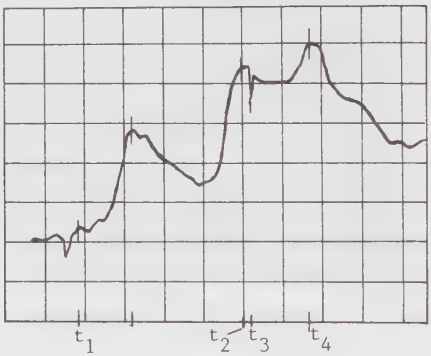


Abb. 6,22) Zeitlicher Verlauf der Intensität des Plasmaeigenleuchtens eines Z-Pinches, beobachtet mit einer Si- pin - Photodiode
p_o = 500 Pa H_2 ; I ≃ 45 kA ; r_o = 10 mm ;
horizontal: 100 ns/Skt
vertikal : Intensität / willk. Einheiten

Das Intensitätsmaximum zum Zeitpunkt t_1 zeigt den Beginn der Gasentladung an. Das Maximum zum Zeitpunkt t_2 wird durch das Eigenleuchten des dichten, heißen, von der Schockwelle erzeugten Plasmas auf der Achse erzeugt. Der Ursprung des zwischen t_1 und t_2 liegenden Maximums der Strahlungsintensität ist noch nicht geklärt. Der nadelartige Impuls zur Zeit t_3 gibt den Zeitpunkt an, zu dem der Laserpuls der Schlierendiagnose das Plasma durchdringt; zum Zeitpunkt t_4 schließlich ist der Pinchradius minimal, Dichte und Temperatur des eingeschlossenen Plasmas sind somit maximal.
Die Abbildung 6,23) zeigt die zugehörige Schlierenaufnahme der Schockwelle. Wie schon bei 200 Pa Anfangsdruck, ist auch hier die Schockwelle am Rand des

Gesichtsfeldes bereits wieder in nach außen gerichteter Bewegung begriffen, während sie im Zentrum gerade auf der Achse angelangt ist. Der Piston selbst ist bei einem Anfangsdruck von 500 Pa zu keinem Zeitpunkt mit der Schlierendiagnose nachzuweisen.

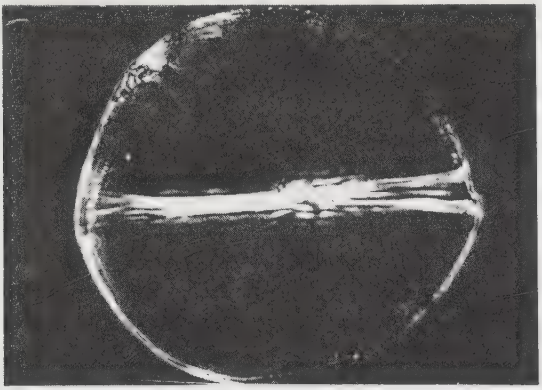


Abb. 6,23) Schlierenaufnahme der Schockwelle eines Z-Pinches etwa 40 ns nach dem Eintreffen auf der Symmetrieachse bei einem Anfangsdruck von p = 500 Pa H_2
$I \simeq 45$ kA ; $r_o = 10$ mm ;

Die Geschwindigkeit derreflektierten Schockwelle ist wesentlich kleiner als bei den Experimenten mit niedrigeren Anfangsdrücken (s.o.) und liegt bei etwa $(0{,}85 \pm 0{,}1) \cdot 10^6$ cm/s; die Breite δ der Schockwelle beträgt etwa 0,22 mm, die maximale Elektronendichte N läßt sich abschätzen zu $2{,}7 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} < N
N < $9{,}5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}.
Aus Streakaufnahmen erhält man die Geschwindigkeit der implodierenden Schockwelle zu $(1{,}1 \pm 0{,}1) \cdot 10^6$ cm/s, die der reflektierten zu $(0{,}68 \pm 0{,}05) \cdot 10^6$ cm/s. Offensichtlich wird ein erheblicher Teil der in der Schockwelle enthaltenen Energie zur Ausbildung eines heißen Plasmas auf der Achse verbraucht; das starke Eigenleuchten dieses Plasmas ist sowohl in der Streakaufnahme als auch bei der volumenintegralen Beobachtung des Plasmaeigenleuchtens zu sehen, vgl. Abb. 6,11) bzw. 6,22).
Dieses von der Schockwelle erzeugte zylindersymmetrische Plasma bricht wegen der damit verbundenen Elektronendichtegradienten ebenfalls die Lichtstrahlen des Laserpulses; da mit der verwendeten Schlierenoptik nur Lichtstrahlen mit Ablenkwinkeln im Winkelbereich

$$4{,}8 \cdot 10^{-4} < \Theta < 2{,}9 \cdot 10^{-3}$$

beobachtet werden, sollten zu beiden Seiten der Symmetrieachse wie bisher nur je zwei schmale, zu diesem Winkelbereich gehörige Intensitätsmaxima erscheinen. Für den Spezialfall, daß über nahezu dem gesamten Querschnitt des Plasmas die Ablenkwinkel im beobachtbaren Bereich liegen, erhält man ein Interferenzstreifenbild wie in Abb. 6,23), wenn das vom Plasma gebrochene Licht in der Bildebene mit an der Schlierenblende gebeugtem Licht interferiert.
Ein Verfahren, diesen Fall zur Berechnung der Elektronendichteverteilung auszunützen, wird von C. M. Vest / Ves 75 / bzw. Benattar / Ben 83 / angegeben.
Im vorliegenden Fall scheint die Anwendbarkeit dieser Methode jedoch fraglich zu sein, da die vom Piston hervorgerufene Ablenkung nicht mit berücksichtigt werden kann.

6.4. Interpretation und Diskussion der Ergebnisse

Der Vergleich von Schlierenaufnahmen bei Z-Pinch-Experimenten mit Streakaufnahmen, die sowohl an glatten Entladerohren als auch an dem mit Planfenstern versehenen Entladerohr gemacht wurden, zeigt, daß Z-Pinch-Experimente in dieser Geomentrie sinnvoll sind und Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse bei Entladungen in ungestörter Symmetrie zulassen, vgl. dazu die Abb. 6,12) und 6,13). Dadurch wird auch die Untersuchung von Endeffekten an den Elektroden ermöglicht.

Der quantitative Vergleich der mit Schlierendiagnose bzw. Streakkamera beobachteten Plasmen, insbesondere deren radiale Position und Geschwindigkeit, vgl. Abb. 6,18), läßt den Schluß zu, daß bei niedrigen Anfangsdrücken die mit der Streakkamera nicht nachweisbare Schockwelle mit der Schlierendiagnose beobachtet werden kann. Bei gesteigerter Empfindlichkeit der Schlierendiagnose ist es möglich, sowohl die Schockwelle als auch den magnetischen Kolben in einem weiten Parameterbereich zu untersuchen, wie die Ergebnisse bei 100 und 500 Pa Wasserstoff zeigen (siehe Kapitel 6.3.2.).

Die in Abschnitt 6.3.1. angegebenen Werte für Dicke δ der Stoßfront und maximale Elektronendichte N beruhen auf der Annahme, daß die Elektronendichteverteilung N(r) sich nach Decker / Dec 85 / über ein hyperbolisches Profil beschreiben läßt, wie in Kapitel 3.4., Gleichung (3.9), angegeben.

Diese Annahme beruht lediglich auf der Ähnlichkeit der physikalischen Prozesse und Parameter der hier durchgeführten Z-Pinch-Experimente mit denen der Plasmafokusexperimente von Decker et al.. Daher sind die angegebenen Werte nur Richtwerte, die die Größenordnung und den zeitlichen Verlauf der beobachteten Grössen angeben. Aus diesem Grund wurde i.A. auf die Angabe von Fehlern verzichtet, da die Angabe von absoluten Fehlern nicht sinnvoll ist; die relativen Fehler liegen bei etwa 15 bis 20 %. Um diesen Nachteil zu beseitigen, ist es notwendig, ray - tracing - Methoden wie die von Decker et al., Benattar / Ben 83 / oder Sweeny et al. (D. W. Sweeny, D. T. Attwood, L. W. Coleman, Appl. Optics 15, No. 5, 1126 (1976)) benutzten anzuwenden; da bisher kein Zugriff zu solchen Rechenprogrammen möglich war, konnten nur die beschriebenen Näherungen angewendet werden.

Quantitative Aussagen lassen sich jedoch über radiale Position und Geschwindigkeit der Schockwelle machen. Da im gesamten beobachteten Druckbereich von 100 bis 500 Pa H_2 starke Schockwellen mit Geschwindigkeiten von 10^6 bis 10^7 cm/s beobachtet wurden, ist die Anwendung des Slug - Modells zur Beschreibung des

Z-Pinches gerechtfertigt.
Der Pinchradius im Slug-Modell ist unabhängig von Anfangsdruck, Strom und Teperatur und berechnet sich zu

$$r_p = \left(\frac{\kappa}{\kappa+1}\right)^{\kappa/\kappa-1} \cdot r_o$$

nach Gleichung (2.28), Kapitel 2.3.. Für ein einatomiges Gas ohne innere Freiheitsgrade wie vollionisierten Wasserstoff ist $\kappa = 5/3$ und man erhält als Pinchradius $r_p = 0{,}3088 \cdot r_o$. Die aus den Streakaufnahmen ermittelten Pinchradien von 1,9 - 2,3 mm liegen somit deutlich unter dem nach dem Slug-Modell zu erwartenden Radius von 3,1 mm bei einem Anfangsradius $r_o \geq 10$ mm. Das entspricht einem um mehr als Faktor 2 zu hohen Kompressionsgrad. Diese Diskrepanz kann folgende Ursachen haben:

a) Das Slug-Modell setzt adiabatische Kompression voraus; das bedeutet u.a., daß Energieverlustprozesse vernachlässigt werden. Energieverluste können in Form von Abstrahlung (Strahlungskühlung) als auch in Form Form von Verlusten energiereicher Teilchen sein und führen zu einem geringeren Energieinhalt und damit zu geringerem gaskinetischem Druck, d.h. auch kleinerem Radius.

b) Die Annahme eines vollständig ionisierten Wasserstoffplasmas, die gleichbedeutend ist mit der Annahme $\kappa = 5/3$, ist für die vorliegenden Experimente nicht gerechtfertigt. Wenn das Plasma zu Beginn des Pinches nicht vollständig ionisiert ist, wird während der Kompression und der damit verbundenen Temperaturerhöhung Energie für Dissoziation, Anregung und Ionisation verbraucht. Damit erhöht sich die Zahl der Freiheitsgrade, was nach (2.28) eine Verringerung des Pinchradius' zur Folge hat.

c) Der effektive Anfangsradius ist kleiner als der Innenradius der verwendeten Rohre.

Die spektral und zeitlich aufgelöste Untersuchung des Plasmaeigenleuchtens Kuh S6 zeigt, daß das Eigenleuchten vor dem Pinchzeitpunkt im wesentlichen aus Linienstrahlung, zum Pinchzeitpunkt jedoch fast nur aus Kontinuumsstrahlung besteht. Daraus läßt sich schließen, daß das Plasma vor dem Pinchzeitpunkt relativ kalt ist verglichen mit dem Pinchzeitpunkt. Für den Pinchzeitpunkt errechnet sich aus dem Slug-Modell eine mittlere Temperatur von der Größenordnung von etwa 20 eV bei einem Anfangsradius von 10 mm, einem Anfangsdruck von 200 Pa und einem mittleren Strom von 45 kA, siehe Kapitel 2.4.2.. Bei Tem-

peraturen, die klein sind gegen 20 eV, sind die Strahlungsverluste vernachlässigbar gegenüber der ohm'schen Heizung durch den Strom von 45 kA. Dieser Verlustmechanismus scheidet somit als Ursache für die beobachteten kleinen Pinchradien aus. Die Endverluste durch axiales Ausströmen des komprimierten Plasmas, Verluste durch hochenergetische Teilchen (runaway-Elektronen, -Ionen) und Kühlung des Plasmas über Wärmeleitung bei Kontakt mit den Elektroden sind von der gleichen Größenordnung wie die Strahlungsverluste und tragen daher ebenfalls nur wenig zu dem beobachteten hohen Kompressionsfaktor bei.
Wesentlich größer ist der Einfluß unvollständiger Ionisation und Dissoziation des Wasserstoffs. Die Beobachtung starker Linienstrahlung bei den Wasserstofflinien H_α und H_β / Kuh 86 / vor dem Pinchzeitpunkt deuten auf einen hohen Anteil an neutralem angeregtem Wasserstoff H*; da die Dissoziationsenergie von H_2 vergleichbar mit der Ionisationsenergie von atomarem Wasserstoff ist, kann auch auf einen hohen Anteil an neutralen Wasserstoffmolekülen H_2 geschlossen werden. Während der Kompression treten deshalb mehr als nur 3 Freiheitsgrade wie bei atomarem, vollionisiertem Wasserstoff auf; für 4 anstelle von 3 Freiheitsgraden wird $\kappa = \frac{\delta+2}{\delta} = 3/2$ und damit

$$r_p = 0{,}22 \cdot r_o \quad ,$$

was in guter Näherung dem beobachteten Pinchradius entspricht.
Die unvollständige Ionisation hat weiterhin zur Folge, daß nicht alles Gas komprimiert wird, da der magnetische Kolben nur geladene Teilchen erfaßt. Diese Annahme wird unterstützt durch die Beobachtung von mehreren aufeinanderfolgenden Z-Pinchen vor allem bei höheren Anfangsdrücken von 500 bzw. 10^3 Pa H_2, vgl. Kapitel 6.2.2., für deren Auftreten das Vorhandensein eines Restgases außerhalb des Pistons notwendig ist. Somit ist es erforderlich, das Slug - Modell zu modifizieren, indem eine Durchlässigkeit des magnetischen Kolbens berücksichtigt wird.
Die Schockwellengeschwindigkeit nach dem Slug - Modell ist (2.31)

$$v_s^s = \left(\frac{\mu_o}{16 \cdot \rho_o \cdot \pi^2}\right)^{1/2} \cdot (\kappa+1)^{1/2} \cdot \frac{I}{r_o} \simeq 4{,}9 - 5{,}2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

für $4 \geq \delta \geq 3$ bei den Anfangsbedingungen $p_o = 200$ Pa H_2, $r_o = 10$ mm, $I \simeq 45$ kA. Experimentell erhält man für die Schockwellengeschwindigkeit:

$$3{,}4 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \leq v_s^e \leq 10{,}9 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

bzw. im Mittel $6{,}8 \cdot 10^6$ cm/s . Diese hohe Schockwellengeschwindigkeit läßt

sich ebenfalls qualitativ mit der Annahme eines teildurchlässigen magnetischen Kolbens erklären, da der Piston als Ursache der Schockwelle wegen der geringeren Massenaufsammlung eine höhere Beschleunigung erfährt und damit eine höhere Geschwindigkeit erreicht. Setzt man den Mittelwert der experimentell erhaltenen Schockwellengeschwindigkeit in Gleichung (2.31) ein und löst sie nach r_o auf, so erhält man einen effektiven Anfangsradius von etwa 7 Millimetern. Mit diesem Anfangsradius errechnet sich auch mit $\kappa = 5/3$ ein Endradius von etwa 2 mm. Das bedeutet, daß die oben beschriebenen "Verlustmechanismen" durch unvollständige Ionisation im Wesentlichen während der Anfangsphase des Z-Pinches auftreten.

Das Slug-Modell beschreibt u.a. auch den Dichteverlauf $\rho(r)$, siehe Abb. 2,3) und damit auch die Form des Elektronendichteprofils $N_e(r)$ zum Pinchzeitpunkt. Die Dichte auf der Achse, ρ_p^a, bzw. am Rand des Pistons, ρ_p^r, wird mit Gleichung (2.32) zu

$$\rho_p^a = 4 \cdot \rho_o \simeq 4 \cdot 10^{17}\ cm^{-3}\ , \qquad \rho_p^r \simeq 1{,}6 \cdot 10^{18}\ cm^{-3}\ .$$

ρ_p^r entspricht der aus den Schlierenaufnahmen errechneten unteren Abschätzung für die maximale Elektronendichte N beim größten noch nachweisbaren Schockwellenradius nach Reflexion auf der Achse, $r_s^{max} \simeq 1{,}9$ mm, vgl. Abb. 6,14) und 6,17). Die tatsächliche maximale Elektronendichte in der Schockwelle muß deshalb deutlich größer sein als diese untere Abschätzung (s.o.), da bei der Herleitung von N die Annahme gemacht wurde, daß für die Elektronendichte in der Umgebung der Schockwelle $N_e(r) << N$ gilt. Mit der oberen Abschätzung für N erhält man dann

$$1{,}6 \cdot 10^{18}\ cm^{-3} < N \leq 4{,}3 \cdot 10^{18}\ cm^{-3}\ ,$$

was mit dem Slug-Modell vereinbar ist.
Mit der nach dem Slug-Modell erwarteten Dichte von etwa $1{,}6 \cdot 10^{18}\ cm^{-3}$ am Rand des Pistons besteht die Möglichkeit, diesen Rand mit der verwendeten Schlierendiagnostik u.U. gerade noch nachzuweisen. Die nachfolgende Abbildung 6,24) zeigt eine Schlierenaufnahme 80 ns nach dem Pinchzeitpunkt, auf der die äußere Begrenzung des Z-Pinches schwach sichtbar ist.
Damit erklärt sich das scheinbare Abfallen von N in Abb. 6,17) für Zeiten nach dem Pinchzeitpunkt über das Hineinlaufen der Schockwelle in den Bereich höherer Elektronendichte zum Rand des Pistons hin; die tatsächlichen Elektronendichten liegen dann bei etwa $(2{,}5 - 3) \cdot 10^{18}\ cm^{-3}$, wie sie vor dem Pinchzeitpunkt beobachtet wurden.

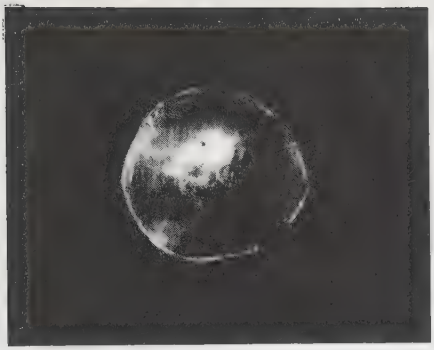


Abb. 6,24) Schlierenaufnahme eines Z-Pinches
80 ns nach dem Pinchzeitpunkt
p_o = 200 Pa H_2
I ≃ 45 kA
r_o = 10 mm

A 1) Optik: Berechnung einer dreilinsigen Schlierenoptik

Nach Gleichung (3.1) in Abschnitt 3.1. tragen nur Lichtstrahlen mit Ablenkwinkeln

$$\theta_1 > \theta^* = \arctan \frac{\rho_o}{f_1} \approx \frac{\rho_o}{f_1}$$

zum Bildaufbau bei. Um auch kleine Ablenkwinkel θ_1 nachzuweisen, muß deshalb i.A. mit großen Brennweiten f_1 gearbeitet werden. Das hat den Nachteil, daß bei kleinen Objekten die linearen Abmessungen des Schlierenaufbaus unhandlich groß werden, wenn mit einlinsigen Systemen und nicht zu kleiner lateraler Vergrößerung Q gearbeitet wird. Eine Verkürzung des optischen Aufbaus läßt sich durch Zwischenabbildung mit einer oder mehreren Linsen erreichen. Die Berechnung eines dreilinsigen Systems, wie es bei den Experimenten Verwendung fand, erfolgt analog zum einlinsigen System mit Hilfe der Gesetze geometrischer Optik (vgl. Abb. AO 1).

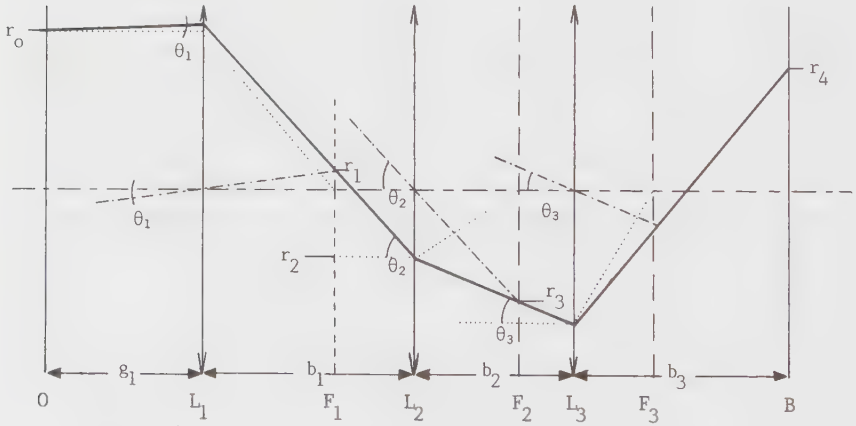


Abb. AO 1) Strahlengang in einem dreilinsigen System

f_1, f_2, f_3: = Brennweiten der Linsen L_1, L_2 bzw. L_3

$r_o - r_4$: = Abstand des Lichtstrahls zur optischen Achse o.A. in der entsprechenden Ebene senkrecht zur o.A.

F_1, F_2, F_3: = Brennebenen der Linsen $L_1 - L_3$

Man erhält folgende Beziehungen:

$$r_1 = f_1 \cdot \tan \theta_1 \qquad ; \qquad Q = \frac{b_1 - f_1}{f_1}$$

$$r_2 = Q \cdot r_o + P \cdot \tan\theta_1 \qquad P = \frac{1}{f_1} \cdot (g_1 \cdot b_1 - g_1 \cdot f_1 - b_1 \cdot f_1)$$

$$\Rightarrow \quad \tan\theta_2 = \frac{r_1 + r_2}{b_1 - f_1} = \frac{1}{b_1 - f_1} \cdot \left(Q \cdot r_o + (P + f_1) \cdot \tan\theta_1 \right) \quad ;$$

mit $r_3 = f_2 \cdot \tan\theta_2$ folgt daraus

$$r_3 = \frac{f_2}{b_1 - f_1} \cdot \left(Q \cdot r_o + (P + f_1) \cdot \tan\theta_1 \right) \qquad \text{(AO 1)}$$

Für $\tan\theta_3$ erhält man

$$\tan\theta_3 = \frac{r_2 - r_3}{f_2}$$

$$\text{bzw. } \tan\theta_3 = Q \cdot r_o \cdot \left(\frac{1}{f_2} - \frac{1}{b_1 - f_1}\right) + \tan\theta_1 \cdot \left(\frac{P}{f_2} - \frac{P + f_1}{b_1 - f_1}\right) \quad . \qquad \text{(AO 2)}$$

Die Gleichung (4.8), angewendet auf (AO 1) und (AO 2), ergibt

$$r_4 = Q^* \cdot r_3 + P^* \cdot \tan\theta_3 \qquad \text{(AO 3)}$$

$$\text{mit } Q^* = \frac{b_3 - f_3}{f_3} \quad \text{und} \quad P^* = \frac{(b_2 - f_2) \cdot b_3 - b_3 \cdot f_3 - (b_2 - f_2) \cdot f_3}{f_3}$$

$$\text{bzw. } r_4 = Q^* \cdot \frac{f_2}{b_1 - f_1} \cdot \left(Q^* \cdot r_o + (P + f_1) \cdot \tan\theta_1 \right) + P^* \cdot \left(Q \cdot r_o \cdot \left(\frac{1}{f_2} - \frac{1}{b_1 - f_1}\right) + \right.$$

$$\left. + \tan\theta_1 \cdot \left(\frac{P}{f_2} - \frac{P + f_1}{b_1 - f_1}\right) \right)$$

$$= Q \cdot r_o \cdot \left(\frac{Q^* \cdot f_2}{b_1 - f_1} + \frac{P^*}{f_2} - \frac{P^*}{b_1 - f_1} \right) + \tan\theta_1 \cdot \left(\frac{P + f_1}{b_1 - f_1} \cdot Q^* \cdot f_2 + \frac{P \cdot P^*}{f_2} - P^* \cdot \frac{P + f_1}{b_1 - f_1} \right)$$

oder

$$\boxed{r_4 = Q' \cdot r_o + P' \cdot \tan\theta_1} \qquad \text{(AO 4)}$$

$$\text{mit } Q' = Q \cdot \left(\frac{Q^* \cdot f_2}{b_1 - f_1} + \frac{P^*}{f_2} - \frac{P^*}{b_1 - f_1} \right)$$

$$P' = Q^* \cdot f_2 \cdot \frac{P + f_1}{b_1 - f_1} + \frac{P \cdot P^*}{f_2} - P^* \cdot \frac{P + f_1}{b_1 - f_1} \quad .$$

P, Q, P* und Q* sind definiert in (3.8) bzw. (AO 3).

Auch für mehrlinsige Schlierenoptiken läßt sich der Strahlengang also in die einfache Form von Gleichung (3.8) bringen. Q und P bzw. Q' und P' sind Konstanten, die nur vom optischen Aufbau bestimmt sind.

A 2) Quantitative Schlierendiagnose

Mit Hilfe der Gleichungen von Kapitel 3) läßt sich nach / Dec 85 / eine Abschätzung für Plasmaradien, maximale Elektronendichten, Dicke zylindrischer Plasmen und Elektronendichtegradienten durchführen.
Radius und Schichtdicke eines Plasmahohlzylinders lassen sich gemäß Abb. AQ 1) abschätzen.

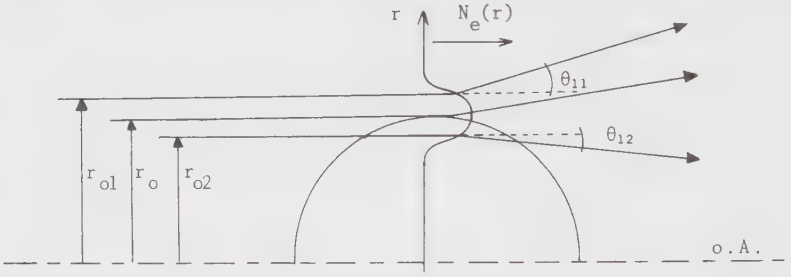


Abb. AQ 1) Strahlengang durch einen Plasmahohlzylinder mit der Elektronendichteverteilung $N_e(r)$

Mit Gleichung (3.8) gilt für θ_{11}:

$$r_{21} = Q' \cdot r_{o1} + P' \cdot \tan\theta_{11}$$, wobei r_{2i} die zu

r_{oi} gehörigen Radien im Bild des Plasmas sind.
Da am Beamstop nur Lichtstrahlen mit

$$\theta > \theta^* = \arctan\frac{\rho_o}{f_1} \simeq \frac{\rho_o}{f_1} \qquad (3.1)$$

vorbeigelangen, gilt für r_{21}:

$$r_{20} < Q' \cdot r_{o1} + P' \cdot \tan\theta^* < Q' \cdot r_{o1} + P' \cdot \theta_{11}$$

und damit $$r_o < \frac{1}{Q'} \cdot (r_{21} - P' \cdot \tan\theta^*)$$

und analog $$r_o > \frac{1}{Q'} \cdot (r_{22} + P' \cdot \tan\theta^*)$$

bzw.
$$\boxed{\frac{1}{Q'} \cdot (r_{22} + P' \cdot \tan\theta^*) < r_o < \frac{1}{Q'} \cdot (r_{21} - P' \cdot \tan\theta^*)} \quad . \qquad (AQ\,1)$$

Mit den Bezeichnungen

$$\delta := r_{o1} - r_{o2} = \text{Breite der Elektronendichteverteilung}$$

und $\delta' := r_{21} - r_{22} = \text{Abstand der Intensitätsmaxima von } \Theta_{11} \text{ und } \Theta_{12}$ in der Bildebene

folgt $$\delta' = r_{21} - r_{22} = Q' \cdot (r_{o1} - r_{o2}) + P' \cdot (\tan\Theta_{11} + \tan\Theta_{12});$$

mit (3.1): $\Theta > \Theta^*$, d.h. $\Theta_{11}, \Theta_{12} > \Theta^*$ und $\Theta^*, \Theta_{11}, \Theta_{12} \ll 1$,

erhält man dann $$\delta' > Q' \cdot (r_{o1} - r_{o2}) + 2 \cdot P' \cdot Q^*$$

$$= Q' \cdot \delta + 2 \cdot P' \cdot \Theta^*$$

bzw. $$\delta < \frac{1}{Q'} \cdot (\delta - 2 \cdot P' \cdot \Theta^*) \qquad \text{(AQ 2)}$$

Um eine untere Abschätzung für δ zu erhalten, wird angenommen, daß die beiden in der Bildebene erhaltenen Intensitätsmaxima die Folge einer Beugungserscheinung sind. Der Ursprung dieser Beugungserscheinung ist die Elektronendichteverteilung, die als "Spalt" der Breite d angesehen werden kann. Die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes dieses Spaltes hat die Form

$$\frac{I_{(\Theta)}}{I_o} = \left(\frac{\sin(\pi \cdot \lambda/d \cdot \sin\Theta)}{\pi \cdot \lambda/d \cdot \sin\Theta} \right)^2$$

und ist in Abb. AQ 2) dargestellt / Fra 67 /.

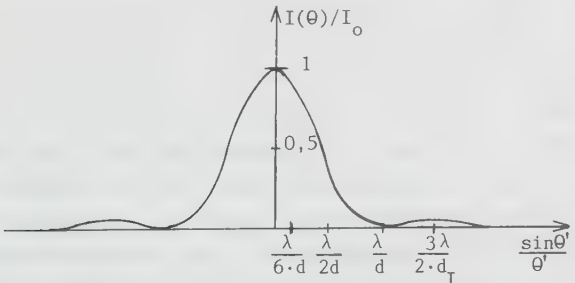


Abb. AQ 2) Verlauf der relativen Intensität $\frac{I_{(\Theta)}}{I_o}$ des Beugungsbildes eines Einzelspaltes der Breite d.

Das Maximum der Intensitätsverteilung erscheint wegen (3.1) nicht in der Bildebene. Für $\frac{\lambda_o}{10 \cdot d} < \Theta^* < \frac{\lambda_o}{2 \cdot d}$ erscheint ein mit I_o vergleichbarer symmetrischer

Doppelpeak in der Intensitätsverteilung $I(\Theta,r)$. Die Amplitude des zweiten Intensitätsmaximums (bei $\sin\Theta \approx \frac{3\cdot\lambda}{2\cdot d}$) beträgt nur 4,7 % von I_o und kann daher i.A. vernachlässigt werden.

Der "innere" Rand der symmetrischen Intensitätsverteilung hat somit die Richtung $\pm\Theta^*$.

Für $\Theta^* > \frac{\lambda_o}{2\cdot d}$ bzw. $d > \frac{\lambda_o}{2\cdot\Theta^*}$ wird die beobachtete Intensität $I(\Theta > \Theta^*)$ klein gegen I_o und ist daher zu vernachlässigen, d.h. Beugungserscheinungen stören das Schlierenbild nicht mehr.

Da Beugungserscheinungen nur bei kleinen Objektabmessungen eine Rolle spielen, kann man für sehr dünne Plasmaschichten von einer annähernd symmetrischen Elektronendichteverteilung ausgehen, bei der die effektive "Spaltbreite" $d \simeq 2 \cdot \delta$ ist. Daraus folgt die Beziehung

$$\delta > \frac{\lambda_o}{4\cdot\Theta^*} \qquad \text{(AQ 3)},$$

d.h. kleinere Abmessungen als in (AQ 3) angegeben, werden durch Beugungserscheinungen überdeckt. / Dec 85 /

Die Abschätzung (AQ 1) läßt sich dann, bei Abwesenheit von Beugungserscheinungen, erweitern zu

$$\boxed{\frac{\lambda_o}{4\cdot\Theta^*} < \delta < \frac{1}{Q'} \cdot (\delta' - 2 \cdot P' \cdot Q^*)} \qquad \text{(AQ 4)}.$$

Werden Interferenzerscheinungen beobachtet, so können diese verschiedene Ursachen haben:

a) Beugung an kleinen Objekten, z.B. dünnen Plasmaschichten bzw. schmalen Elektronendichtegradienten: "Doppelspalte";

b) Interferenz von gebrochenem Licht (aus Schlieren) mit an Kanten bzw. sehr schmalen Elektronendichtegradienten gebeugtem Licht.

c) Interferenz von gebeugtem / gebrochenem Licht mit Licht, das aus einer nichtidealen "Punktlichtquelle" mit endlichen Abmessungen stammt: Ist die Divergenz Θ_d des verwendeten Lasers vergleichbar mit Θ^*, so können an Kanten, Plasmarändern etc. Interferenzerscheinungen auftreten. Um dies zu vermeiden, muß $\Theta_d \leq \Theta^*$ eingehalten werden.

d) Interferenz von gebrochenem Licht mit unterschiedlichen Winkeln Θ aus Bereichen unterschiedlicher Elektronendichtegradienten / Ben 83 /.

Können Beugungs- und Interferenzerschienungen vernachlässigt werden, läßt sich aus dem Bisherigen die Elektronendichte eines Plasmas abschätzen.

Aus (3.1) und (3.10) folgt

$$N > \frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2} \cdot \left(\frac{d_2}{r_2}\right)^{1/2} \qquad \text{(AQ 5)}$$

mit (3.1) und (3.12):

$$(N-N_o) \cdot \left(\frac{r_1}{d_1}\right)^{1/2} - \frac{A \cdot N \cdot r_1}{\alpha \cdot (r_2^2 - r_1^2)^{1/2}} > \frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2} \qquad \text{(AQ 6)}$$

Mit den Annahmen, daß die maximale Elektronendichte N groß ist gegen die Dichte in den Randschichten, $N \gg N_o$ und daß das Plasma symmetrisch ist zum mittleren Radius $r_o = \frac{1}{2} \cdot (r_1 + r_2)$ sowie die Beziehung $d_1 \approx d_2 \approx \frac{1}{4}\delta$ gültig sei, lassen sich (AQ 5) und (AQ 6) umformen und die Addition der beiden Ungleichungen liefert:

$$(N-N_o) \cdot \left(\frac{r_1}{d_1}\right)^{1/2} - \frac{A}{\alpha} \cdot \frac{N \cdot r_1}{(r_2^2 - r_1^2)^{1/2}} + N \cdot \left(\frac{r_2}{d_2}\right)^{1/2}$$

$$\approx N \cdot \left[2 \cdot \left(\frac{r_1}{\delta}\right)^{1/2} + 2 \cdot \left(\frac{r_2}{\delta}\right)^{1/2} - \frac{A}{\alpha} \cdot \frac{r_1}{\{(r_2+r_1) \cdot (r_2-r_1)\}^{1/2}}\right] =$$

$$= N \cdot \left[2 \cdot \left\{\left(\frac{r_1}{\delta}\right)^{1/2} + \left(\frac{r_2}{\delta}\right)^{1/2}\right\} - \frac{A}{\alpha} \cdot \frac{r_1}{(2 \cdot r_o \cdot \delta)^{1/2}}\right] > 2 \cdot \frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2}$$

Mit $\delta \ll r_o$ folgt $r_1^{1/2} \approx r_o^{1/2} \approx r_2^{1/2}$ und man erhält

$$2 \cdot \frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2} < N \cdot \left[2 \cdot \frac{2 \cdot 2^{1/2} \cdot r_o^{1/2} \cdot r_o^{1/2} \cdot \alpha - A \cdot r_o}{(2 \cdot r_o \cdot \delta)^{1/2} \cdot \alpha}\right] =$$

$$= N \cdot \left(\frac{r_o}{\delta}\right)^{1/2} \cdot \left[\frac{4 \cdot 2^{1/2} \cdot \alpha - A}{2^{1/2} \cdot \alpha}\right] = N \cdot \left(\frac{r_o}{\delta}\right)^{1/2} \cdot 2 \cdot \gamma$$

$$\Rightarrow \quad N > \frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2} \cdot \left(\frac{\delta}{r_o}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\gamma} \qquad \text{(AQ 7)}$$

mit $\gamma = 1{,}54$

und $\alpha = 6{,}9 \cdot 10^{-14}$ cm, vgl. Kapitel 3.4..

In gleicher Weise läßt sich aus den Gleichungen (3.8),(3.10),(3.12),(AQ 1), (AQ 4),(AQ 5),(AQ 6) die obere Grenze von N berechnen / Dec 85 / und man erhält:

$$\boxed{\frac{\Theta^*}{\alpha \cdot \lambda_o^2 \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{\delta}{r_o}\right)^{1/2} < N < \frac{\delta'}{2 \cdot P' \cdot \alpha \cdot \lambda_o^2 \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{\delta}{r_o}\right)^{1/2}} \qquad \text{(AQ 8)}$$

für die maximale Elektronendichte N eines zylindersymmetrischen Plasmas der Dicke δ.

A 3) Laser: Konstruktion des Stickstofflasers

Der Entladekreis des Stickstofflasers wurde in Form einer Blümleinschaltung / Mar 79 / aufgebaut, da dieses Schaltungsprinzip gegenüber anderen Schaltungsprinzipien, z.B. dem Umladekreis / Kra 81 /, den Vorteil einer kurzen Verzögerungszeit zwischen Schaltzeitpunkt des Schalters und Anliegen der Betriebsspannung an den Laserelektroden hat: Da beim Umladekreis deutlich größere Kapazitäten (die in Abb. 3,6) C_1 entsprechen) geschaltet werden müssen, ist die Frequenz des aus den Kondensatoren, den Zuleitungsinduktivitäten und der Schalterinduktivität gebildeten Schwingkreises kleiner, der Zeitverzug zwischen Schaltzeitpunkt und Anliegen der Spannung an den Laserelektroden somit größer. Diesen Zeitverzug so klein wie möglich zu halten ist von Bedeutung, da der Laser zur Diagnose von Plasmen an der Stoßleistungsanlage "Pulsator" (vgl. Kap. 1.2.) eingesetzt wird, deren Pulsdauer lediglich 115 ns beträgt.
Um die schaltungsbedingten Induktivitäten so gering wie möglich zu halten, wurden die Kondensatoren unmittelbar an den Laserelektroden befestigt. Die mechanische und elektrische Verbindung wurde durch die axialen Einschraubgewinde der Kondensatoren ermöglicht. Stromrückführung bzw. Masse und gleichzeitig elektromagnetische Anschirmung wird durch die Verschraubung der Kondensatoren mit den Gehäusewänden gewährleistet (Abb. AL 1). Die 8 Kondensatoren von je 2 nF (HTX-Typen von LCC, Frankreich) sind entlang der Elektroden verteilt und in Richtung des elektrischen Feldes zwischen D_1 und D_2 angebracht. Diese Konstruktion verbindet sehr kompakten Aufbau, d.h. auch ni Schaltungsinduktivität, mit einem symmetrischen Aufbau und einer sehr guten Abschirmung der starken elektromagnetischen Wechselfelder, die beim Betrieb des Lasers erzeugt werden.

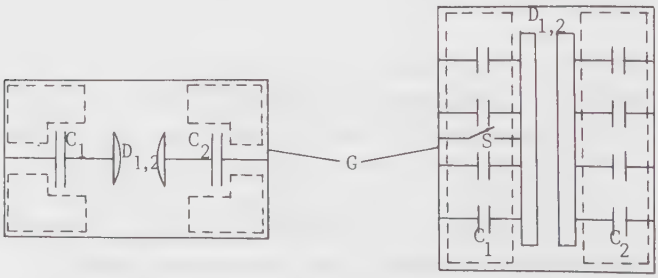


Abb. AL 1) Schema des mechanischen Aufbaus des Stickstofflasers;
a) Querschnitt durch den Laser
b) Draufsicht auf den Laser

$C_{1,2}$: Kondensatoren entsprechend Abb. 5,1)
$D_{1,2}$: Laserelektroden
G : Gehäusewände aus Aluminium
S : Schalter
nicht eingezeichnet sind die Ladewiderstände

Der Schalter ist in der Mitte der einen Elektrode in gleicher Weise wie die Kondensatoren befestigt. Die Kondensatoren auf beiden Seiten des Laserkopfes sind umgeben von Aluminiumklötzen (gestrichelt gezeichnet in Abb. AL 1)). Dadurch wird sowohl die Induktivität der einzelnen Kondensatoren als auch die Induktivität der sie verbindenden Leitungen kleiner. Die Gesamtinduktivität der Schaltung konnte so um 40 % verringert werden (vgl. Abschnitt 3.5.3.1.). Damit werden auch die Stromanstiegszeit und die Impedanz um etwa 22 % verringert, die Entladung wird stabiler und homogener und die Ausgangsleistung wird erhöht.
Der Laserkopf besteht aus einem Plexiglasgehäuse mit den Abmessungen 50 x 50 x 500 mm. Der Entladungsbereich wurde durch Einfräsen eines Schlitzes mit den Maßen 30 x 400 mm erzeugt, die beiden Stirnseiten sind für den Durchlaß des Laserpulses axial durchbohrt und mit O - Ring - gedichteten Quarzfenstern vakuumdicht abgeschlossen. Die beiden 380 mm langen Aluminiumelektroden sind auf ebenfalls O - Ring - gedichteten Messingplatten festgeschraubt (Abb. AL 2).

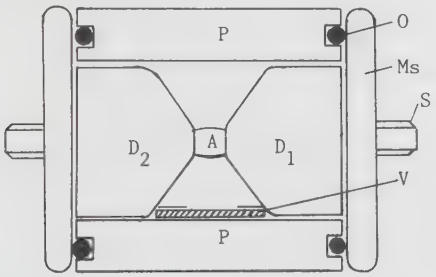


Abb. AL 2) Querschnitt durch den Laserkopf
P : Plexiglasgehäuse 50 x 50 x 500 mm
$D_{1,2}$: Aluminiumelektroden
Ms: Trägerplatten aus Messing, 5 x 50 x 500 mm
S : Gewindestutzen zur Befestigung der Kondensatoren
O : O - Ring - Dichtung zum vakuumdichten Abschluß des Gehäuses
V : Elektrode zur Vorionisierung des Entladebereiches
A : aktiver Bereich der Entladung

Der Elektrodenabstand beträgt 5 mm, das aktive Volumen etwa 4 x 5 x 380 mm = = 7,6 cm^3. Mit flexiblen Kunststoffröhrchen an die Elektroden angepreßt wird ein 1,5 mm dicker Streifen V aus kupferkaschiertem glasfaserverstärktem Epoxydharz, 15 mm breit und 380 mm lang. Entlang der optischen Achse ist in der Mitte ein 8 mm breiter Streifen des Kupfers herausgeätzt. Eine Gleitentladung zwischen den übrig gebliebenen Kupferstreifen am Rand soll mit Hilfe der dabei entstehenden intensiven kurzwelligen Strahlung das aktive Volumen zwischen D_1 und D_2 kurz vor der Hauptentladung teilweise ionisieren. Auf diese Weise wird eine homogenere Hauptentladung und damit ein homogenerer Strahlquerschnitt sowie eine höhere Ausgangsleistung erzielt / Arm 82, Kag 82, Ber 76, Hug 78 /.

Zusätzlich werden sowohl die zeitlichen Schwankungen als auch die Amplitudenschwankungen des Laserpulses verringert (vgl. Abschnitt 3.5.3.1. und Abschn. 3.5.3.2.).

A 4) Schalter: Der Pseudofunkenschalter

Der in Abschnitt 3.5.2.2. erwähnte Pseudofunkenschalter wurde im Rahmen dieser Arbeit speziell für den Einsatz im transversal angeregten N_2-Laser entwickelt. Aufbau und Funktionsweise des Schalters werden im folgenden anhand von Abb. AS 1) beschrieben.

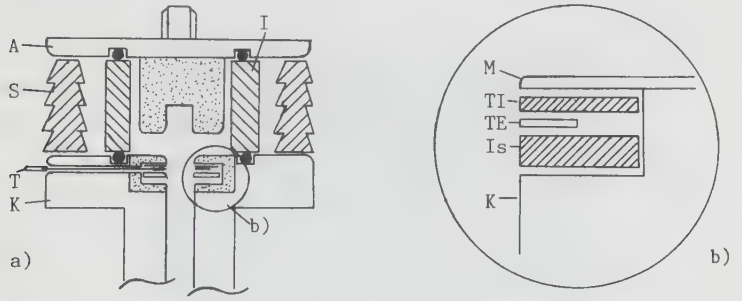


Abb. AS 1) Querschnitt durch den Pseudofunkenschalter des Stickstofflasers

a) Gesamtansicht

b) Vergrößerter Ausschnitt des Bereichs der Gleitentladungstriggerung

A : Anode aus Ms bzw Mo

K : Kathode aus Ms bzw. Mo

S : Stützisolatoren

I : Isolator aus Quarz

T : Anschluß an die Triggerelektrode TE

TE: Triggerelektrode aus V2A-Stahl, 0,05 mm dick, Ø 8 mm

Is: Isolatorscheibe aus Mylar, 0,25 mm dick

TI: Isolatorscheibe aus Mylar, 0,12 mm dick

M : Molybdänscheibe, 0,4 mm dick

Anode und Kathode des Schalters sind Messingscheiben von 50 Millimetern Durchmesser. Im Bereich der Gasentladung bestehen die Elektroden aus Molybdän (gepunkteter Bereich in Abb. AS 1)). Der Abstand zwischen Anode und Kathode beträgt im Entladebereich 3 mm, außerhalb davon 15 mm. Isolation und vakuumdichter Abschluß wird mit einem O-Ring-gedichteten Quarzrohr I von 15 mm Länge, 18 mm Innendurchmesser und 3 mm Wandstärke erreicht. Die Gaszufuhr erfolgt durch die Kathodenbohrung von 5 Millimetern Durchmesser, der Anodenauf-

satz aus Mo besitzt ein 5 mm tiefes Sachloch von ebenfalls 5 mm Durchmesser.

Die Triggerelektrode besteht aus 0,05 mm dickem V2A-Stahlblech, eingebettet zwischen zwei Kunststoffolien von 0,12 bzw. 0,25 Millimetern Dicke. Der dickere der Isolatoren, Is, dient zur Isolation der Triggerelektrode gegen Masse, die Oberfläche des dünneren Isolators TI ist die benötigte Gleitentladungsstrecke zur Triggerung des Schalters. TI wird gegen die Entladung geschützt durch eine 0,4 mm dicke Scheibe M aus Molybdän, die gleichzeitig die Kathodenoberfläche im Entladebereich des Schalters darstellt. Die Triggerelektrode ist radial mit einem Steckkontakt T, dem Triggeranschluß des Schalters, verbunden. Die Teile Is, TE, TI und M sind mit 2 - Komponenten - Kleber verklebt, der elektrische Kontakt von M mit der Kathode wird durch Verpressen während des Klebevorganges erzielt.

Wird an die Triggerelektrode eine Spannung angelegt, so erfolgt bei Überschreiten der Spannungsfestigkeit an der Oberfläche eine Gleitentladung über die Oberfläche. Die im Plasma dieser Entladung freigesetzten Elektronen gelangen in den Entladebereich des Schalters und lösen die Hauptentladung aus.

Für kleine Isolationsabstände d an Isolatoroberflächen ist die Durchbruchsspannung sowohl im statischen Fall, d.h. bei angelegter Gleichspannung, als auch im dynamischen Fall, d.h. bei Beaufschlagung mit einer Stoßspannung, proportional zur Schlagweite d / Avd 79, Haw 68 /. Um kleine Triggerspannungen zu erreichen, ist es deshalb zweckmäßig, mit möglichst dünnen Isolatoren TI zu arbeiten. Aus Gründen der mechanischen Stabilität bei der Verarbeitung ist eine minimale Dicke von etwa 0,1 mm zweckmäßig. Dann liegt die statische Spannungsfestigkeit an der Oberfläche von Mylar - Isolatoren bei etwa 1 kV. Die dynamische Spannungsfestigkeit, d.h. bei Anwendung eines Spannungsimpulses mit Anstiegszeiten von der Größenordnung einiger Nanosekunden, ist hingegen größer als 2,5 kV.

Um diese Durchbruchspannung zu erniedrigen, ist es möglich, eine schwach leitende Kohlenstoffspur in die Isolatoroberfläche "einzubrennen" / Gov 77 /. Dieses "Konditionieren" genannte Verfahren besteht aus der wiederholten Anwendung (etwa 10^4mal) einer Gleitentladung von einigen hundert Nanosekunden Dauer bei Spannungen von 2 - 3 kV und Strömen von 40 - 50 A / Rie 84 /. Dadurch wird die statische Durchbruchspannung auf 400 V und die dynamische auf 1,2 kV bei einer Steilheit des Spannungsimpulses von 300 V/ns herabgesetzt. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist die begrenzte Lebensdauer der eingebrannten Kohlespur. Sie beträgt einige 10^4 Impulse, dann muß der Konditionierungsvorgang wiederholt werden. Im Laborbetrieb bei Einzelpulsexperimenten ist diese

Lebensdauer jedoch ausreichend, zumal die Konditionierung mit geringem Aufwand innerhalb kurzer Zeit wiederholt werden kann. In den Abbildungen AS 2) bis AS 5) sind die Daten des Schalters zusammengefaßt.
Abb. AS 2) stellt die Überlagerung von 20 Hochspannungsimpulsen (negativer Polarität) am konditionierten Trigger des Pseudofunkenschalters dar. Der steile Spannungszusammenbruch (Pfeil) wird hervorgerufen durch das Zünden der Oberflächenentladung. Man sieht, daß der Jitter der Oberflächenentladung kleiner als 100 ps ist.

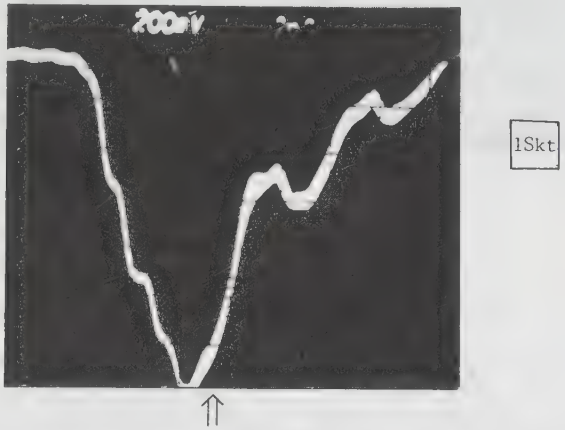


Abb. AS 2) Überlagerung von 20 aufeinanderfolgenden Hochspannungsimpulsen am konditionierten Gleitentladungstrigger (auf Tektronix Transientenrecorder R 7912);
horizontal : 2 ns/Skt
vertikal : 200 V/Skt

Das bedeutet, daß der Beitrag des Jitters durch das Triggerereignsi vernachlässigbar ist gegen den Jitter des eigentlichen Schaltvorganges, vgl. Abb. AS 3). Die volle Halbwertsbreite der statistischen Verteilung des Schaltzeitpunktes beträgt etwa 20 Kanäle des Vielkanalspektrums entsprechend 2 ns bei 15 kV Entladespannung und einem Arbeitsdruck von 16 Pa trockenem Stickstoff im Schalter. Der für den Laserpuls erzielbare Jitter ist somit durch den Schalter nach unten auf 1 ns begrenzt, einen Wert, der im Bereich des Geforderten liegt und von getriggerten Hochdruckfunkenstrecken nicht erreicht wird / WRS 83 /.
Von entscheidender Bedeutung für die Verwendbarkeit des Schalters ist der Delay zwischen Auftreten des Triggerfunkens und dem Durchzünden der Hauptentladung. Da diese Verzögerung bei gasgefüllten Schaltern i.A. sowohl druck-

als auch spannungsabhängig ist, ist die Kenntnis der Spannung für Selbstdurchbruch bei dem entsprechenden Arbeitsdruck notwendig, um einen Sicherheitsabstand zu dieser Spannungs- bzw. Druckobergrenze einhalten zu können.

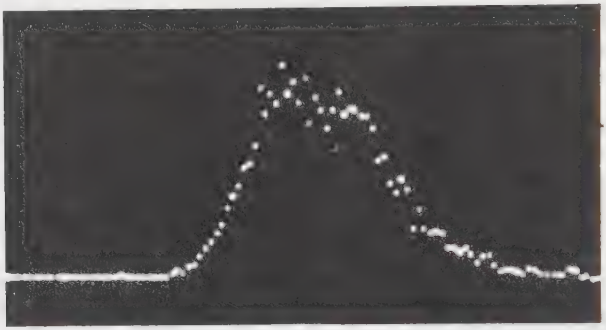


Abb. AS 3) Statistische Verteilung des Zündzeitpunktes des Pseudofunkenschalters mit Gleitentladungstrigger, gemessen mit Vielkanalanalysator von Le Croy, Model 3001;
Kanalabstand 100 ps
Maximum ≙ 35 cts
Schaltspannung 15 kV
Entladekapazität 8 nF
Druck im Schalter 15 Pa N_2
Wiederholfrequenz 0,3 s^{-1}

Abb. AS 4) beschreibt den Zusammenhang zwischen statischer Durchbruchspannung und Druck im Schalter für trockenen Stickstoff.

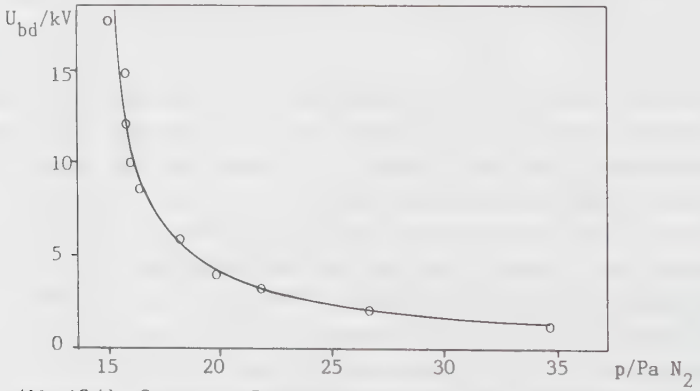


Abb. AS 4) Statische Durchbruchspannung des Pseudofunkenschalters als Funktion des Druckes
Arbeitsgas: trockener Stickstoff

Der Zusammenhang zwischen Delay und dem Arbeitsdruck im Schalter ist in Abb. AS 5) für drei verschiedene Arbeitsspannungen dargestellt.

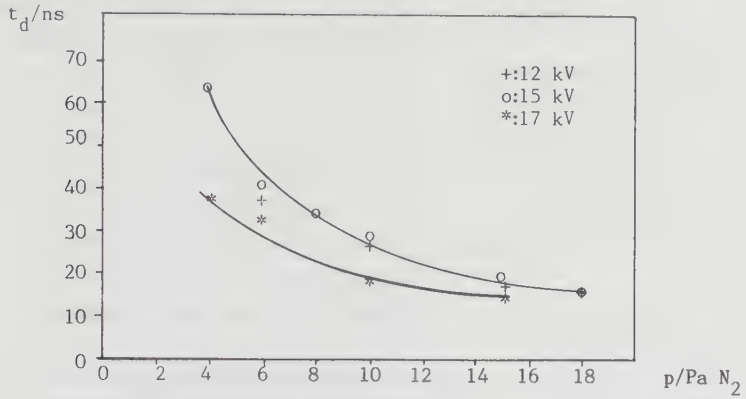


Abb. AS 5) Delay des Pseudofunkenschalters als Funktion des Arbeitsdruckes im Schalter
Parameter ist die Schaltspannung;
Arbeitsgas ist technisch reiner, trockener Stickstoff.

Die Meßkurven für 12 kV und 15 kV fallen im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammen, oberhalb von 15 kV Betriebsspannung werden die Verzugszeiten deutlich verkürzt. Der Druck für Selbstdurchbruch des Gasraumes liegt bei 19 - 20 Pa. Im Druckbereich von 10 - 15 Pa liegt die Verzögerung unter 30 ns und ist damit ausreichend klein für den geplanten Einsatz des Schalters im Stickstofflaser. Für Drücke kleiner als 5 Pa steigt die Kurve steil an, der Schalter nähert sich in seinem Verhalten einem getriggerten "vakuum spark gap" / War 82 /.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Verwendung von Stickstoff als Schaltgas zu einer starken Vereinfachung des gesamten Gasversorgungssystems des Lasers führt. Es wird nur noch ein gemeinsames Gasreservoir benötigt und zum Evakuieren von Schalter und Laserkopf genügt eine einzige zweistufige Drehschieberpumpe. Argon als Schaltgas liefert mit Stickstoff vergleichbare Ergebnisse, während Wasserstoff sowohl bei der Schaltzeit als auch beim Delay deutlich größere Werte ergibt.

A 5) Elektronik: Die Ansteuerschaltung für den Schalter

Um die für die Ansteuerung des Pseudofunkenschalters notwendigen steilflankigen Hochspannungsimpulse zu erzeugen, wurde eine Triggerschaltung mit Transistoren, die im Avalanchebereich betrieben werden, als Schaltelemente entwickelt. Zur Erklärung des Avalanche - Effektes wird auf die zahlreiche Literatur der Festkörperphysik verwiesen (z.B. / Mad 70 /.
Im Prinzip ist der Avalanche - oder Lawineneffekt ein exponentielles Anwachsen des Stromes in Festkörpern, insbesondere Halbleitern; ausgelöst wird er über Stoßionisation durch Leitungsbandelektronen in hohen elektrischen Feldern im Innern des Festkörpers. Ausreichend hohe Felder kommen bei in Sperrichtung betriebenen p - n - Übergängen, z.B. der Basis - Kollektor - Diode von Transistoren, vor. Bei Vergrößerung des elektrischen Feldes kommt es kurz vor dem eigentlichen Durchbruch zu einem starken Anwachsen des Ruhestromes. Wird der p - n - Übergang in diesem Bereich betrieben, so genügt eine geringe Vergrößerung von Elektronendichte oder elektrischer Feldstärke, um den Lawinendurchbruch auszulösen / Jun 66 /. Der Lawinendurchbruch, auch Durchbruch 1.Art genannt / Tie 76 / ist ein reversibler Vorgang mit Schaltzeiten in der Größenordnung von Nanosekunden. Der p - n - Übergang wird nicht zerstört, wenn die Maximalstromstärke und Dauer des Stromflusses begrenzt werden. Dann eignen sich solche Halbleiter als sehr schnelle Schaltelemente zur Erzeugung hoher, steilflankiger Pulsspannungen / Jun 66, Sch 67, Jet 81, Dav 78, Bak 81, Gis 73 /.

Da ein einzelner p - n - Übergang Spannungen von einigen hundert Volt reversibel verarbeiten kann, ist im vorliegenden Fall eine Reihenschaltung mehrerer Schaltelemente notwendig. Dazu stehen im Prinzip drei Schaltungsmöglichkeiten zur Verfügung:

a) Die Serienschaltung mehrerer Avalanche-Transistoren /-Dioden zu einem Schalter ausreichender Spannungsfestigkeit.
b) Die Serienschaltung mehrerer parallel geladener Kondensatoren nach dem Marxgeneratorprinzip / Mar 24 /.
c) Die parallele Schaltung mehrerer Primärwicklungen eines Aufwärtstransformators mit Flußaddition zur Erzielung hoher Sekundärspannungen / Sch 67 /.

Die Schaltungen a) und b) sind in Abb. AE 1) schematisch dargestellt. Schaltungsprinzip c) scheidet wegen der Notwendigkeit eines verlustbehafteten Transformators und der problematischen Synchronisierung der einzelnen Schaltelemente für die Erzeugung sehr steiler Flanken aus.

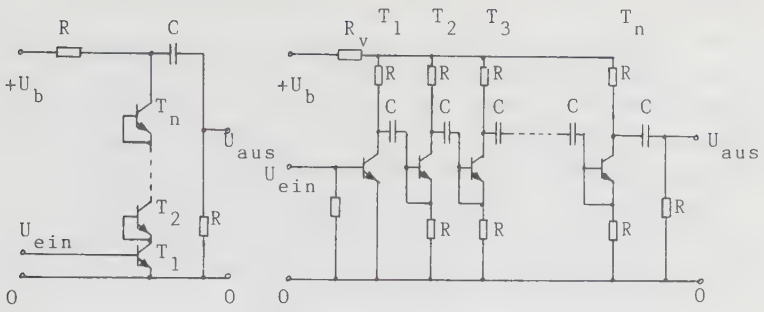


Abb. AE 1) Schaltungen mit Avalanchetransistoren zur Erzeugung hoher Pulsspannungen
a) Hochspannungsschalter aus Serienschaltung von Transistoren
b) Marxgeneratorschaltung

Die Schaltung a) hat den Nachteil, daß Gleichspannungen in Höhe des zu erzeugenden Hochspannungspulses benötigt werden und die Schaltung empfindlich auf Kennlinienstreuungen und unterschiedliche Streukapazitäten der einzelnen Transistoren reagiert. Deshalb wurde die Schaltung nach Abb. AE 1b) mit voneinander weitgehend unabhängigen Stufen / Sch 67 / gewählt.
Als geeigneter Transistor wurde der Typ 2N5550 verwendet, der gegenüber dem Typ 2N5551 / Dav 78 / den Vorteil größerer Betriebssicherheit, d.h. größerer Lebensdauer bei Kurzschluß des Pulsgenerators, hat. Die Transistoren wurden in der Testschaltung von Abb. AE 2) nach einer Durchbruchspannung von 380 ± 20 V ausgewählt.

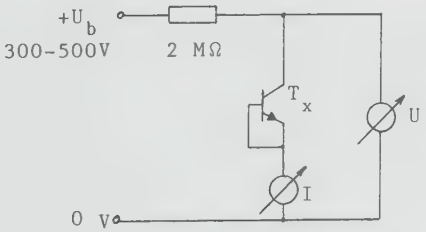


Abb. AE 2) Schaltbild der Testschaltung für die Auswahl geeigneter Transistoren

Dazu wird die Spannung U_b erhöht, bis der Strom durch den Prüfling 100 µA erreicht. Dieser Strom wird für etwa 1 Minute konstant gehalten, bis sich der Innenwiderstand von T_x nicht mehr ändert, d.h. sowohl U als auch I konstant bleiben. Dieses "Einbrennen" des Transistors ist notwendig, um eine spätere Veränderung der Kennlinie während des Betriebes zu vermeiden. Bei einem verringerten Strom I von 10 µA wird dann die Spannung U gemessen. Bei weiterer Verringerung von U_b um 10 V muß I auf Werte unterhalb von 1 µA zurückgehen. In diesem Fall ist der Transistor T_x, bei geeigneter Durchbruchspannung U, für den geplanten Einsatz im Pulsgenerator nach Abb. AE 3) geeignet.

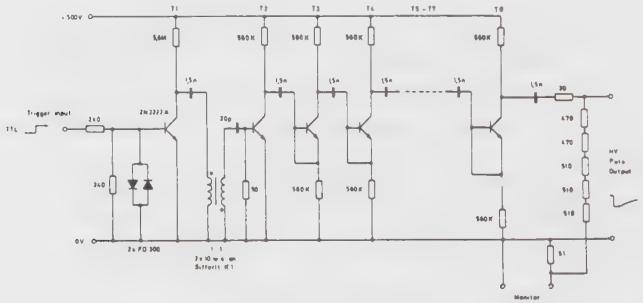


Abb. AE 3) Schaltung des zur Ansteuerung des Pseudofunkenschalters entwickelten Hochspannungspulsgenerators

Die Transistoren T_2 bis T_8 bilden den eigentlichen Marxgenerator, während T_1 eine Triggerstufe für die erste Stufe des Marxgenerators darstellt.
T_1 ist ein unselektierter Transistor vom Typ 2N2222 A, der ebenfalls im Avalanche - Bereich arbeitet. Er wird an der Basis angesteuert, durch den Kollektorwiderstand von 5,6 MΩ wird der Strom durch den Transistor auf stabile Werte im Kennlinienknick begrenzt. Ein positives Signal an der Basis löst den Avalanche - Durchbruch aus, die Anstiegszeit des resultierenden Spannungspulses liegt unter einer Nanosekunde. Der Kondensator von 1,5 nF entlädt sich über die Primärwicklung des Transformators. Der Transformator invertiert das negative Signal mit einer Amplitude von typisch 50 V. Zum Schutz der Basis - Emitter - Diode von T_2, der ebenfalls über die Basis getriggert wird, wird dieses Ausgangssignal mit dem aus dem 20 pF - Kondensator und dem 50 Ω - Widerstand bestehenden Differenzierglied stark verkürzt. Man erhält so ein Nanosekunden breites Triggersignal für T_2 von etwa 20 V Amplitude. Mit Hilfe dieses "Normsignals" gelang es, den Jitter der gesamten Schaltung auf unter 100 ps zu

drücken; der Delay der gesamten Schaltung wurde durch diese Maßnahme ebenfalls verringert!

Die 560 kΩ - Widerstände im Emitter - und Kollektorkreis von T_2 bis T_8 begrenzen den Lawinenstrom im Kennlinienknick auf etwa 100 µA pro Transistor. Schaltet T_2, so wird der Kondensator am Kollektor von T_2 von + 380 V auf 0 Volt gerissen; wegen der Ladungserhaltung liegt dann an der Basis von T_3 eine Spannung von -380 V bzw. an dessen Basis - Kollektor - Diode die Differenzspannung 2 x 380 V = 760 V. Mit dieser hohen Überspannung wird T_3 innerhalb von wenigen Nanosekunden in den Lawinendurchbruch gesteuert (s.o.), T_3 wird niederohmig und die Spannung des Kondensators zwischen T_3 und T_4 addiert sich zu den - 380 V. Dieser Vorgang setzt sich innerhalb von etwa 6 ns bei T_4 bis T_8 fort, so daß am Ausgang ein negativer Impuls von theoretisch 7 x 380 V = 2,66 kV Amplitude entsteht. Der Serienwiderstand von 30 Ω im Ausgang begrenzt den Kurzschlußstrom, zusammen mit dem Innenwiderstand des Pulsgenerators von etwa 20 Ω, auf 50 Ampère. Dadurch wird die Schaltung kurzschlußfest auch bei komplexer, zeitlich veränderlicher Last wie dem Oberflächentrigger von Kap. A 4). Die maximal erreichbare Wiederholfrequenz von 300 Hz wird durch die Zeitkonstanten der RC - Glieder bei der Aufladung der Kondensatoren im Marxgenerator bestimmt.

Das Ausgangssignal kann mit dem ohm'schen Spannungsteiler des Monitorausganges kontrolliert werden, der bei 50Ω Belastung ein Teilverhältnis von 1:100 aufweist. Die Eigenanstiegszeit dieses Teilers beträgt ca. 1,5 ns. Bild AE 4) zeigt den über dem Monitorausgang gemessenen Hochspannungsimpuls am offenen Ausgang (untere Spur) und an einer Last von 50 Ω (obere Spur).

An einer Last von 50 Ω beträgt die Anstiegszeit 4 ns bei einer Amplitude von 1 kV. Am offenen Ausgang wird bei einer Amplitude von 2,4 kV eine Anstiegszeit von weniger als 2 ns gemessen. Im Bild AS 2) sind 20 Pulse überlagert, wobei eine Oberflächenfunkenstrecke mit einer Kapazität von 25 pF als Last dient. Der Spannungszusammenbruch, gekennzeichnet mit einem Pfeil, wird durch das Durchzünden der Oberflächenentladung hervorgerufen. Der Jitter des Ausgangssignals, gemessen mit einer Zeit - Pulshöhen - Wandler / Vielkanalanalysatorkombination (Typ 3001 von Le Croy) liegt unter der Auflösungsgrenze der Meßapparatur von 100 ps. Der Zeitverzug zwischen Eingangssignal und Hochspannungsimpuls am offenen Ausgang beträgt 12 ns, gemessen bei 50 % des Triggersignals von 5 V Amplitude und 6 ns Anstiegszeit und 90 % des Ausgangssignals (Abb. AE 5).

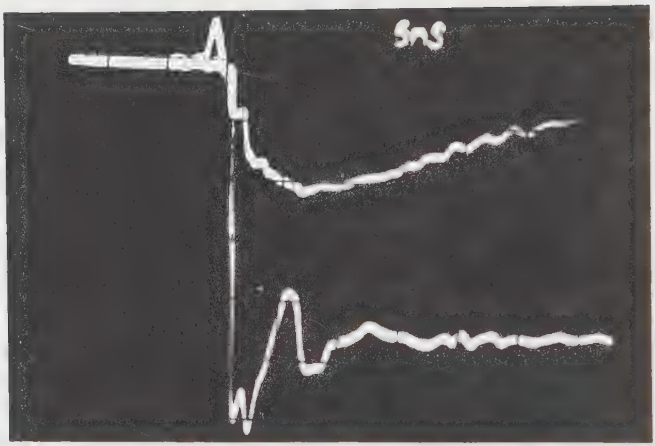


Abb. AE 4) Ausgangssignal des Pulsgenerators, gemessen am Monitorausgang
horizontal: 5 ns/Skt
vertikal : 500 V/Skt

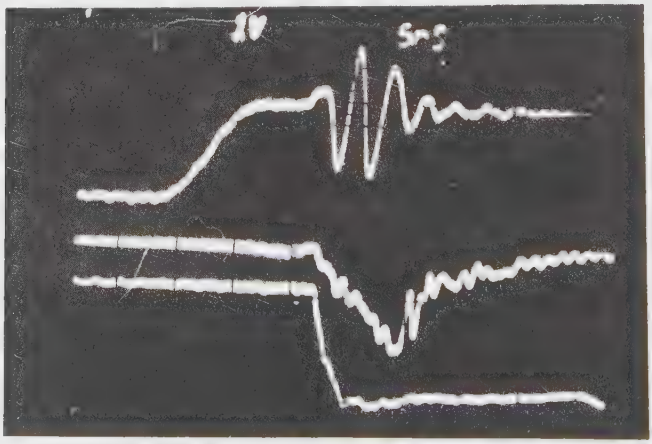


Abb. AE 5) Zeitverzug zwischen Triggersignal (obere Spur) und Ausgangssignal des Pulsgenerators (mittlere und untere Spur)
horizontal : 5 ns/Skt
obere Spur : Triggersignal, 5 V/Skt
mittlere Spur: Ausgangssignal am Oberflächentrigger, 1 kV/Skt
untere Spur : Ausgangssignal, 1 kV/Skt

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein mit einem Pseudofunkenschalter arbeitender Stickstofflaser für die Schlierendiagnostik an Z-Pinch-Plasmen eingesetzt. Der speziell für diesen Zweck entwickelte gleitfunkengetriggerte Pseudofunkenschalter führt, mit Hilfe einer für diese Anwendung entwickelten Ansteuerelektronik, zu einer äußerst kurzen Verzugszeit zwischen Triggerimpuls und Laserimpuls von minimal 65 ns. Dabei wird eine statistische Schwankung der Ausgangsleistung von weniger als 15 % erreicht.
Mit diesem Laser wurde nach Wissen des Autors zum ersten Mal an einem schnellen dynamischen Z-Pinch-Experiment, bei dem das Entladerohr von 20 mm Innenradius mit Planfenstern versehen war, erfolgreich Schlierendiagnose betrieben. Begleitende Schmierbildaufnahmen der Z-Pinch-Experimente zeigen, daß mit Hilfe der Schlierendiagnose sowohl der magnetische Kolben als auch die in Schmierbildaufnahmen nicht immer sichtbare Schockwelle beobachtet werden können. Trotz der Störung der Geometrie des Entladerohres im Bereich der Planfenster konnte ein meist stabiler Z-Pinch beobachtet werden. Bei einem Anfangsdruck von 200 Pa Wasserstoff, einem Anfangsradius (Innenradius des verwendeten Quarzrohres) von 10 mm und einem Strompuls von 120 ns Dauer und einer Amplitude von im Mittel 45 kA wurde die Schockwelle im Bereich zwischen 0,1 und 3 mm des Radius' nachgewiesen. Ihre Geschwindigkeit beträgt dabei zwischen 3,8 und $10{,}9 \cdot 10^6$ cm/s. Mit der Annahme einer hyperbolischen Elektronendichteverteilung, wie sie von Decker und Mitarbeitern zur Beschreibung von Schockwellen bei Plasmafokusexperimenten angewendet wird, konnten Breite und maximale Elektronendichte der Schockwelle abgeschätzt werden; die Breite der Schockwelle beträgt danach bei den hier beschreibenen Experimenten im Mittel etwa 0,34 mm, die mittlere maximale Elektronendichte N konnte zu $2{,}5 \cdot 10^{18}\ \mathrm{cm}^{-3} < N < 4{,}3 \cdot 10^{18}\ \mathrm{cm}^{-3}$ bestimmt werden.
Der Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und der theoretischen Beschreibung des Z-Pinches durch das Slug-Modell läßt den Schluß zu, daß die gemessenen kleinen Pinchradien und hohen Schockwellengeschwindigkeiten mit einer Durchlässigkeit des magnetischen Kolbens zu Beginn der Pinchphase erklärt werden können. Dadurch verringert sich der effektive Anfangsradius von 10 mm auf etwa 7 mm und somit auch der Pinchradius von 3 auf weniger als 2 mm. Die Ursache dieser Durchlässigkeit wird in der unvollständigen Ionisation des Gases im Entladebereich vermutet, die zu einem Verlust der neutralen Atome bzw. Moleküle führt. Diese Annahme wird bestätigt durch die Beobachtung von mehreren auf-

einanderfolgenden Pinchen im nicht komprimierten Neutralgas bei Anfangsdrücken von 500 und 10^3 Pa Wasserstoff.

LITERATURVERZEICHNIS

Ali 67 A. W. Ali, A. C. Kolb, A. D. Anderson,
Appl. Optics 6, No. 12, 2155 (1967)

All 57 J. E. Allen,
Proc. Phys. Soc. 70, 24 (1957)

Alm 86 O. Almen,
"Zeitaufgelöste Ionenspektroskopie im Kathodenbereich der Pseudofunkenentladung", Diplomarbeit, Univ. Erlangen - Nürnberg (voraussichtlich 1986)

Ang 82 G. Angel,
"Zeitaufgelöste Messungen zum Mechanismus der Pseudofunkenentladung", Diplomarbeit, Univ. Erlangen - Nürnberg (1982)

Art 83 L. A. Artsimowitsch, R. S. Sagdejew,
"Plasmaphysik für Physiker", B. G. Teubner - Verlag, Stuttgart (1983)

Arm 82 E. Armandillo, A. J. Kearsley,
Appl. Phys. Lett. 41, No. 7, 611 (1982)

Avd 79 A. A. Avdienko, M. D. Malev,
Sov. Phys. Tech. Phys. 24, No. 5, 583 (1979)

Bak 81 H. J. Baker, J.J. Bannister, T. A. King,
Sci. Instr. 14, 579 (1981)

Bar 78 E. Bar - Avrahum, A. Fisher, F.Mako, J. Peacock, J. Shiloh,
IEEE Transact. Plasma Sci., PS - 6, No. 3, 296 (1978)

Ben 34 W. H. Bennett,
Phys. Rev. 45, 89 (1934)

Ben 83 R. Benattar, C. Popovics,
J. Appl. Phys. 54, No. 2, 603 (1983)

Ben 85 W.Benker, E.Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, W. Dümler, K. Frank, W. Hartmann, N. Lieser, W. Rath, C. Schultheiß, W. Steudtner, A.Tinschmann,
Proc. XVIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Budapest (1985)

Ber 76 E. E.Bergmann,
Appl. Phys. Lett. 28, No. 2, 84 (1976)

Bit 85 G. Bittner, E. Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, C. Schultheiß,
Verh. DPG (VI) 20 (1985) - K 1

Blo 83 D. Bloess, I. Kamber, H. Riege, G. Bittner, V.Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, N. Lieser, C. Schultheiß, R. Seeböck, W. Steudtner,
Nucl. Instr. Meth. 205, No. 1 / 2, 173 (1983)

Bog 83 E. Boggasch,
"Aufbau einer Stoßleistungsanlage sowie experimentelle und theoretische Untersuchungen stromstarker Entladungen in Pseudofunkengeometrie", Diplomarbeit, Univ. Erlangen - Nürnberg (1983)

Bor 59 M. Born, E. Wolf,
"Principles of Optics", Pergamon, New York (1959)

Brü 84 V. Brückner,
"Erzeugung und Untersuchung von Ionenstrahlen aus gepulsten Gasentladungen in Pseudofunkengeometrie", Dissertation, Univ. Erlangen - Nürnberg (1984)

Cha 83 C. D. Challis et al.,
XI th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (1983)

Cho 79 P. Choi, A. E. Dangor, A. Folkierski, E. Kahan, D. E. Potter, P. D. Slade, S. J. Webb,
Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978, Int. Atomic Energy Agency, Wien (1979) - I A E A - CN - 37 / E 3

Chr 79 J. Christiansen, C. Schultheiß,
Z. Phys. A 290, 35 (1979)

Cou 51 S. W. Cousins, A. A. Ware,
Proc. Phys. Soc. 64 B, 159 (1951)

Dav 78 S. J. Davis, J. E. Murray, D. C. Downs, W. H. Loudermilk,
Appl. Opt. 17, No. 19, 3184 (1978)

Dav 81 T. P. Davis,
Opt. Las. Tech. 13, 37 (1981)

Dec 85 G. Decker, R. Deutsch, W. Kies, J. Rybach,
Appl. Opt. 24, No. 6, 823 (1985)

Far 66 G. A. Farrall,
IEEE Transact. Elect. Dev. 13, 432 (1966)

Fin 83 K. H. Finken,
Fortschr. Phys. 31, No. 1, 1 (1983)

Fit 76 W. A. Fitzsimmons, L. W. Anderson, C. E. Riedhauser, J. M. Vrtilek,
IEEE J. Quant. Electr. 12, No. 10, 624 (1976)

Fra 67 P. Frauenfelder, P. Huber,
"Einführung in die Physik", Ernst - Reinhardt - Verlag AG, Basel (1967)

Ger 65 E. T. Gerry,
Appl. Phys. Lett. 7, No. 1, 6 (1965)

Gis 73 G. Gissinger, S. Jacquey, G. Binder, F. M. Schmitt, G. Sutter,
Nucl. Instr. Meth. 109, 157 (1973)

God 74 B. Godard,
IEEE J. Quant. Electr. 10, No. 2, 147 (1974)

Gov 77 G. R. Govinda Raju, R. Hackam, F. A. Benson,
Int. J. Electr. 42, No. 2, 185 (1977)

Gre 79 A. J. Greem, C. Christopoulos,
IEEE Transact. Plasma Sci. 7, No. 2, 111 (1979)

Gri 64 H. R. Griem,
"Plasma Spectroskopy", Mc Graw Hill, New York - San Francisco (1964)

Haa 81 C. R. Haas,
"Schlierenoptische Untersuchungen am Plasmafokus", Diplomarbeit,
TH Darmstadt (1981)

Hai 82 M. G. Haines,
Physica Scripta T2 / 2, 380 (1982)

Hai 83 M. G. Haines,
Nucl. Instr. Meth. 207, 179 (1983)

Ham 79 J. E. Hammel, F. C. Jahoda, J. S. Schlachter, D. A. Platts,
Bull. Am. Phys. Soc. 24, 1078 (1979)

Ham 83 J. E. Hammel, D. W. Scudder, J. S. Schlachter,
Nucl. Instr. Meth. 207, 161 (1983)

Har 81 W. Hartmann,
"Untersuchungen zum Mechanismus der Pseudofunkenentladung",
Diplomarbeit, Univ. Erlangen - Nürnberg (1981)

Has 76 V. Hasson, H. M. v. Bergmann, D. Preussler,
Appl. Phys. Lett. 28, No. 1, 17 (1976)

Haw 68 R. Hawley, C. A. Parsons,
Vak. 18, No. 7, 383 (1968)

Hea 63 H. Heard,
Nature 200, 667 (1963)

Her 75 W. Herden,
Phys. Lett. A 54, No. 1, 96 (1975)

Hin 72 W. R. Hindmarsh,
"Atomspektren", Akademie - Verlag , Berlin (1972)

How 84 W. L. Howes,
Appl. Opt. 23, No. 14, 2449 (1984)

Hud 65 R. H. Huddlestone (Hrsg.),
"Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York -
London (1965)

Hug 78 M. Hugenschmidt, K. Vollrath,
Opt. Commun. 26, No. 3, 415 (1978)

Hug 79 M. Hugenschmidt, J. Wey,
Opt. Commun. 29, No. 2, 191 (1979)

Hug 82 M. Hugenschmidt,
"High Speed Photography in the FRG",
inv. pap. 15th Int. Congress on High Speed Photography and Photonics, San Diego, USA (1982)

Ims 73 V. S. Imshennik, S. M. Osovets, I. V. Otvoshchenko,
Sov. Phys. - JETP 37, No. 6, 1037 (1973)

Jet 81 J. Jethwa, E. E. Marinero, A. Müller,
Rev. Sci. Instr. 52, No. 7, 989 (1981)

Joo 77 G. Joos,
"Lehrbuch der theoretischen Physik", Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden (1977)

Jun 66 E. A. Jung, R. N. Lewis,
Nucl. Instr. Meth. 44, 224 (1966)

Kag 82 K. Kagawa, M. Tani, R. Ueno, M. Uena,
J. Phys. E 15, 1192 (1982)

Kat 79 Katsumi Hirano, Katsuij Shimoda, Susuma Emori,
Rev. Sci. Instr. 50, No. 10, 1236 (1979)

Kog 72 U. Kogelschatz, W. R. Schneider,
Appl. Opt. 11, No. 8, 1822 (1972)

Kra 81 K. H. Krahn,
"Bifilare, helische Elektrodenanordnung für transversal angeregte, transiente Gaslaser", Dissertation, TH Karlsruhe (1981)

Kru 58 M. D. Kruskal, J. L. Johnson, M. B. Gottlieb, L. M. Goldman,
Phys. Fluids 1, 421 (1958)

Kuh 86 H. Kuhn,
"Zeitaufgelöste optische Spektroskopie der Balmer - α - und - β - Wasserstofflinien bei schnellen Z-Pinch-Experimenten an der Stoßleistungsanlage Pulsator", Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg (vorauss. 1986)

Laf 66 J. M. Lafferty,
Proc. IEEE 54, 23 (1966)

Lan 75 L. D. Landau, E. M. Lifschitz,
"Theoretische Physik Bd. III, Hydrodynamik", Akademie - Verlag, Berlin (1975)

Leg 63 W. Legler,
Z. Phys. 173, 169 (1963)

Leo 65 D. A. Leonnard,
Appl. Phys. Lett. 7, No. 1, 4 & 175 (1965)

Lev 74 J. I. Levatter, Shao - Chi - Lin,
Appl. Phys. Lett. 25, No. 12, 703 (1974)

Loc 68 W. Lochte - Holtgreven (Hrsg.),
"Plasma Diagnostics", North Holland Publishing Company,
Amsterdam (1968)

Maa 84 A. G. M. Maaswinkel, R. Sigel, H. Baumhacker, G. Brederlow,
Rev. Sci. Instr. 55, No. 1, 48 (1984)

Mad 70 O. Madelung,
"Grundlagen der Halbleiterphysik", Springer - Verlag,
Heidelberg (1970)

Mar 24 E. Marx,
Elektrotech. Z. 45, 652 (1924)

Mar 79 J. C. Martin,
Atomic Weapon Research Establ., SSWA / JCM / 49, USA (1979)

Mec 84 G.Mechtersheimer,
ISL - Bericht R 103 / 84, ISL, Saint - Louis, Frankreich (1984)

Mec 85 G. Mechtersheimer, R. Kohler, T. Lasser,
Verh. DPG (VI) 20, (1985) - P 71

Miy 80 K. Miyamoto,
"Plasma Physics for Nuclear Fusion", MIT Press, Cambridge -
Massachusetts - London (1980)

Nag 73 I. Nagata, Y. Kimura,
J. Phys. E 6, 1193 (1973)

Nol 84 R. Noll,
"Emissionsphänomene und Dynamik eines kontrollierten Fokusplasmas",
Dissertation, TH Darmstadt (1984)

Pot 78 D. Potter,
Nucl. Fusion 18, 813 (1978)

Rat 83 W. Rath,
"Untersuchung der statistischen Verteilung des Zündverzugs an
der getriggerten Pseudofunkenentladung", Diplomarbeit, Univ.
Erlangen - Nürnberg (1983)

Rie 84 H. Riege,
PS - Division, CERN, Genf, Schweiz, private Mitteilung (1984)

Ros 54 M. Rosenbluth, R. Garwin, A. Rosenbluth,
Los - Alamos - Report LA - 1850 (1954)

Sch 67 F. M. Schmitt, M. Riedinger, G. Metzger, G. Sutter, P. Chevalier,
Nucl. Instr. Meth. 52, 331 (1967)

Sha 42 H. Schardin,
Erg. Exact. Nat. wiss. 20, 303 (1942)

Sha 58 V. D. Sharranov,
Sov. Phys. - JETP 6, 545 (1958)

She 81 G. A. Sheroziya,
Sov. Phys. - JETP 34, No. 11, 564 (1981)

Shi 67 J. D. Shipman Jr.,
Appl. Phys. Lett. 10, No. 1, 3 (1967)

Shm 78 H. Schmidt, B. Rückle,
Appl. Opt. 17, No. 8, 1275 (1978)

Shu 79 C. Schultheiß,
"Erzeugung von Hochstromteilchenstrahlen durch Niederdruck-gasentladungen", Dissertation, Univ. Erlangen - Nürnberg (1979)

Shw 76 A. J. Schwab, F. Hollinger,
IEEE J. Quant. Electr. 12, No. 3, 183 (1976)

Smi 69 E. W. Smith, J. Cooper, C. R. Vidal,
Phys. Rev. 185, 140 (1969)

Spi 56 L. Spitzer,
"Physics of Fully Ionized Gases", Interscience Publishers Inc., New York (1956)

Ste 74 P. B. Stephenson, V. P. Mc Dowell,
Rev. Sci. Instr. 45, No. 3, 427 (1974)

Ste 85 W. Steudtner,
"Untersuchung einer gepulsten Niederdruck - Gasentladung in spezieller Geometrie (Pseudofunkenentladung) mit Hilfe zeitaufgelöster optischer Emissionsspektroskopie", Dissertation, Univ. Erlangen - Nürnberg (1985)

Str 76 H. Strohwald, H. Salzmann,
Appl. Phys. Lett. 28, No. 5, 273 (1976)

Tie 76 U. Tietze, C. Schenk,
"Halbleiter - Schaltungstechnik", Springer - Verlag, Heidelberg (1976)

Töp 66 A. Töpler,
Ann. Phys. u. Chem. 127, 556 (1866)

Vik 79 V. V. Vikhrev, K. G. Gureev, S.K.Zhdanov, V. M. Korzhavin, B. A. Trubnikov,
Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978, Intern. Atomic Energy Agency, Wien (1979)
IAEA - CN - 35 E 18 - 3

Vos 69 D.Voslamber,
Z. Naturf. 24a, 1458 (1969) und
Erratum, Z. Naturf. 26a, 1558 (1971)

Ves 75 C. M. Vest,
Appl. Optics 14, No. 7, 1601 (1975)

Wag 64 K. H. Wagner,
Z. Phys. 178, 64, (1964)

War 82 F. T. Warren, J. M. Wilson, J. E. Thompson, R. L. Boxman, T. S. Sundarsan,
IEEE Transact. Plasma Sci. 10, No. 4, 298 (1982)

Wat 84 J. Watrous, G. Moses, R. Peterson,
"Z-Pinch, a multi-frequency, radiative transfer magneto-hydrodynamic computer code", Fusion Engeneering Program, Nuclear Energy Department, University of Wisconsin, USA (1984)

WRS 83 "Workshop on Repetitive Spark Gap Operation",
Konferenzbericht, Texas Tech. University, Lubbock, Texas (1983)

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere Herrn Prof. Dr. J. Christiansen, der diese Arbeit ermöglicht und stark unterstützt hat durch sein ständiges Interesse und hilfreiche, motivierende Diskussionen.

Mein weiterer Dank gilt

- Herrn Dr. K. Frank für seinen großen persönlichen Einsatz bei Planung, Organisation, Durchführung und Diskussion der Experimente,
- Herrn Dr. C. Schultheiß und vor allem Herrn Dr. V. Brückner für jahrelange gute Zusammenarbeit,
- meinen Kollegen W. Rath, R. Reichle, A. Tinschmann und W. Benker für gute Zusammenarbeit und tatkräftige Unterstützung sowie hilfreiche, kritische Diskussionen,
- Herrn R. Tkotz für die Unterstützung bei experimentellen Arbeiten und der Weiterverarbeitung der Rohdaten ebenso wie Herrn H. Kuhn für die Mithilfe beim Experiment,
- allen anderen Mitgliedern der "Plasma - Gruppe" für die stets gute und erfolgreiche Zusammenarbeit,
- dem Kernforschungszentrum Karlsruhe für die finanzielle Unterstützung, insbesondere Herrn Dr. Bauer vom II. Institut für Kernphysik und seinen Mitarbeitern, sowie Dr. Bluhm vom Institut für Neutronenforschung und Reaktortechnik für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung,
- den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt des physikalischen Instituts, besonders Herrn Muhr und Herrn Heimpel, für die Realisierung der zahlreichen mechanischen Arbeiten,
- Herrn Merkel, stellvertretend für die Elektronikwerkstatt, für die Hilfe bei der Bewältigung elektrotechnischer Probleme,
- Herrn Reißlandt für die Installation und Unterhaltung der Stoßleistungsanlagen und der zugehörigen technischen Einrichtungen,
- Herrn Gemmel für die Bewältigung der phototechnischen Probleme bei der photografischen Verarbeitung der Schlieren- und Streakaufnahmen
- und schließlich meiner Frau, die mit großer Geduld und persönlichem Einsatz die umfangreichen Schreibarbeiten erledigte.

LEBENSLAUF von WERNER HARTMANN

17. Mai 1955	geboren in Ansbach / Bayern Eltern: Frieda Hartmann, geb. Fischer, Hausfrau Hans Hartmann, Beamter
1962 - 1964	Besuch der Volksschule "Güllschule" in Ansbach
1964 - 1966	Besuch der "Weinbergschule" in Ansbach
1966 - 1975	Besuch des Platen - Gymnasiums in Ansbach
Juni 1975	Reifeprüfung am Platen - Gymnasium
1975 - 1981	Studium der Physik an der Friedrich - Alexander - Universität Erlangen - Nürnberg
Feb. 1978	Vordiplomprüfung in Physik
Okt. 1979 - Okt. 1981	Anfertigung der Diplomarbeit "Untersuchungen zum Mechanismus der Pseudofunkenentladung" am Physikalischen Institut der FAU Erlangen - Nürnberg, Prof. Dr. J. Christiansen
Nov. 1981	Diplomhauptprüfung
Nov. / Dez. 1981	wissenschaftliche Hilfskraft am physikalischen Institut FAU Erlangen
Jan. 1982 - Mai 1983	wissenschaftlicher Angestellter am physikalischen Institut FAU Erlangen
11. Okt. 1982	Heirat mit Diplomsozialpäd. Angelika Emmert
3. April 1983	Geburt des Sohnes Florian
seit Mai 1983	wissenschaftlicher Mitarbeiter, Verwalter der Stelle eines Akad. Rat a.Z. am physikalischen Institut der FAU Erlangen
10. Jan. 1985	Geburt der Tochter Michaela Carolin

Herstellung: Copy Center 2000 Obere Karlstraße 30 8520 Erlangen